

POSTĘPY FIZYKI



CZASOPISMO NAUKOWE POLSKIEGO TOWARZYSTWA FIZYCZNEGO
POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU WIEDZY FIZYCZNEJ

Jubileusz AKW

Nagroda Nobla 2023

Jak wykładać QFT cd. cz.2

Mikrofizyka chmur

4 / 2023
TOM 74



nr indeksu 369721

ISSN 0032-5430

04



9 770032 543233



POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE (PTF)

www.ptf.net.pl

ZARZĄD GŁÓWNY

Teresa Rząca-Urban (prezes)
Bogdan Kowalski (sekretarz generalny)
Jan Grabski (skarbnik)
Leszek Sirko (prezes honorowy)
Katarzyna Chałasińska-Macukow
Zofia Drzazga
Dariusz Grech
Bohdan Grządkowski
Stanisław Kistryn
Adam Maj
Sławomir Miernicki
Józef Spątek
Aneta Szczygielska-Łaciak
Andrzej Ślebarski
Andrzej Wysmołek

BIURO ZARZĄDU

ul. Pasteura 5
02-093 Warszawa
tel. (+22) 553 28 56 pok.4.56 (4. piętro)
e-mail: biuro@ptf.net.pl

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW

Krzysztof Szymański (Białystok)
Adam Gadomski (Bydgoszcz)
Ewa Mandowska (Częstochowa)
Jarosław Rybicki (Gdańsk)
Jerzy Bodzenta (Gliwice)
Paweł Zajdel (Katowice)
Małgorzata Wysocka-Kunisz (Kielce)
Józef Spątek (Kraków)
Marcin Turek (Lublin)
Karol Jakub Jędrzejczak (Łódź)
Katarzyna Książek (Opole)
Andrzej Łapiński (Poznań)
Paweł Jakubczyk (Rzeszów)
Tomasz Wróblewski (Słupsk)
Adam Balcerzak (Szczecin)
Wiesław Nowak (Toruń)
Aneta Drabińska (Warszawa)
Ewa Dębowska (Wrocław)
wakat (Zielona Góra)

POSTĘPY FIZYKI (PF)

CZASOPISMO NAUKOWE POLSKIEGO TOWARZYSTWA FIZYCZNEGO

POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU WIEDZY FIZYCZNEJ

ukazuje się od 1949 roku

www.ptf.net.pl

KORESPONDENCI ODDZIAŁÓW PTF

Wojciech Olszewski (Białystok)	Janusz Kuliński (Łódź)
Beata A. Pietrewicz (Bydgoszcz)	Katarzyna Książek (Opole)
Piotr Gębara (Częstochowa)	Mikołaj Lewandowski (Poznań)
Tomasz Wąsowicz (Gdańsk)	Michał Kaczor (Rzeszów)
Lucyna Grządział (Gliwice)	Agnieszka Włodarkiewicz (Słupsk)
Aleksandra Piórkowska-Kurpas (Katowice)	Janusz Typek (Szczecin)
Maciej Rybczyński (Kielce)	Jakub Borkowski (Toruń)
Witold Zawadzki (Kraków)	Grzegorz Siudem (Warszawa)
Janusz Filiks (Lublin)	Ewa Dębowska (Wrocław)
	Lidia Najder-Kozdrowska (Zielona Góra)

RADA REDAKCYJNA

Andrzej Kajetan Wróblewski (przewodniczący)
Mieczysław Budzyński
Witold Dobrowolski
Józef Spątek
Józef Szudy
Arkadiusz Wójs

REDAKCJA

Anna Szemberg (redaktor naczelna)
Krzysztof Turzyński
Redakcja „Postępy Fizyki” – Wydział Fizyki UW
Pasteura 5, pok. 2.80 (2. piętro), 02-093 Warszawa
e-mail: postepy.fizyki@ptf.net.pl

Kwartalnik POSTĘPY FIZYKI znajduje się w wykazie czasopism naukowych i recenzowanych materiałów z konferencji międzynarodowych Ministerstwa Edukacji i Nauki (liczba przyznanych punktów: 20)

INFORMACJE DLA AUTORÓW

Przyjmujemy do publikacji przystępnie napisane artykuły przeglądowe i monograficzne w języku polskim i angielskim, które otrzymają pozytywne recenzje wydawnicze. Teksty należy przysyłać e-mailem na adres: postepy.fizyki@ptf.net.pl w formie przyjętej w czasopiśmie <https://www.ptf.net.pl/PF/archiwum> w systemie LATEX (plik źródłowy + pdf) lub w programie Word; tekst powinien zawierać tytuł w j. polskim i angielskim, afiliację i nr ORCID autora, streszczenie i słowa kluczowe w j. polskim oraz j. angielskim, **bibliografię** wyłącznie załącznikową (patrz wskazówki dotyczące sporządzania bibliografii na stronie PTF: <https://www.ptf.net.pl/PF/autorzy>), podpisy do ilustracji; **ilustracje** mogą być zamieszczone w tekście, ale **należy** je również **przysłać w osobnych plikach** o rozdzielczości co najmniej 300 dpi; **w przypadku ilustracji zapożyczonych** z innych źródeł, podpis musi zawierać źródło pochodzenia ilustracji, przy czym na autorze spoczywa obowiązek uzyskania zgody na jej publikację w jego artykule w *Postęпах Fizyki*. Redakcja zastrzega sobie prawo do skracania i redagowania tekstów, w tym wprowadzania niezbędnych zmian terminologicznych. Zgodnie z obowiązującym prawem autorskim autorzy będą mogli dokonać korekty autorskiej artykułu przygotowanego do druku. Opublikowanie artykułu w PF wiąże się z nieodpłatnym udostępnieniem go na stronie internetowej PTF na podstawie licencji Creative Commons.

PRENUMERATA 2024 DLA PODMIOTÓW ZEWNĘTRZNYCH

- cena pojedynczego numeru PF wynosi 29,70 PLN (w tym 8% VAT)
 - cena prenumeraty rocznika (4 numery z 9% rabatem) – 108,00 PLN (w tym 8% VAT)
 - **koszty wysyłki czasopisma pokrywa zamawiający**
 - zamówienie prenumeraty należy wysłać na adres postepy.fizyki@ptf.net.pl
- Szczegółowe warunki prenumeraty PF znaleźć można na stronie internetowej PTF <https://www.ptf.net.pl/PF/prenumerata>
Cena pojedynczego, archiwalnego numeru PF opublikowanego do końca 2019 roku (tj. do tomu 70 włącznie) wynosi 12,00 PLN brutto + **koszty wysyłki**.

ISSN 0032-5430, ISSN 2658-2422 (online)

© Copyright by Polskie Towarzystwo Fizyczne

Wydawca: Polskie Towarzystwo Fizyczne

Kwartalnik POSTĘPY FIZYKI jest wydawany we współpracy z WYDZIAŁEM FIZYKI UNIwersYTETU WARSZAWSKIEGO

Szanowni Czytelnicy,

Profesor Andrzej Kajetan Wróblewski – wieloletni przewodniczący Rady Redakcyjnej POSTĘPÓW FIZYKI obchodzi w tym roku 90. urodziny. Z tej okazji na Wydziale Fizyki UW odbyła się piękna uroczystość – relację i zdjęcia zamieściliśmy w Kronice.

*Życząc wszystkiego co dobre Redakcja PF kłania się nisko i pięknie dziękuje
Dostojnemu Jubilatowi za kilkudziesięcioletnią współpracę:
pomysły, pomoc, pochwały i uwagi krytyczne...*

Z lektury ostatniego tegorocznego numeru PF dowiedzą się Państwo, za co przyznano tegoroczną Nagrodę Nobla z fizyki, jak tworzą się chmury, a także o pewnej niedocenionej zasadzie. Znajdziemy tu także drugą część przewodnika, jak uczyć kwantowej teorii pola, oraz relację z obfitującego w interesujące wydarzenia 48. Zjazdu Fizyków Polskich, który odbywał się w setną rocznicę I Zjazdu Fizyków Polskich, o czym traktuje osobny artykuł. Ponadto namawiam Państwa do zapoznania się ze wspomnieniem o prof. Włodzimierzu Tulczyjewie – kolejnym mało znanym szerszemu gronu fizyku rodem z Hożej.

redaktor naczelna

Adres PF: postepy.fizyki@ptf.net.pl

PF są dostępne bezpłatnie w wersji elektronicznej:

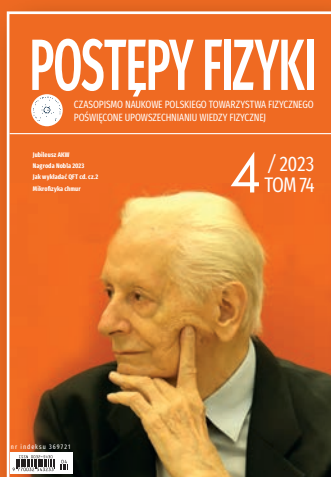
<https://www.ptf.net.pl/PF/archiwum>

Spis treści PF (od 1949):

<https://www.ptf.net.pl/PF/spis-treści>

Informacje dla autorów PF:

<https://www.ptf.net.pl/PF/autorzy>



90. urodziny Profesora
Andrzeja Kajetana Wróblewskiego
(fot. Krzysztof Doroba)

Jeszcze szybsza lampa błyskowa, czyli Nagroda Nobla z fizyki 2023 C. Radzewicz	2
Postawić kwantową teorię pola z głowy na nogi część 2 P. Chankowski	5
Mikrofizyka chmur H. Pawłowska	16
Niedoceniana zasada S. D. Głazek	27
W stulecie I Zjazdu Fizyków Polskich 1923-2023 J. E. Garbarczyk	31
Włodzimierz Marek Tulczyjew (1931-2022) P. Urbański	41
Kronika Polskiego Towarzystwa Fizycznego	44

Jeszcze szybsza lampa błyskowa czyli Nagroda Nobla z fizyki 2023

2023 Nobel prize in physics – an even faster flashlamp

Czesław Radzewicz*

Zakład Optyki, Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

Abstrakt. W 2023 Nagroda Nobla z fizyki została przyznana za wytwarzanie attosekundowych ($1\text{ as}=10^{-18}\text{ s}$) impulsów promieniowania elektromagnetycznego oraz zastosowanie ich do badań dynamiki elektronów w materii skondensowanej. Przedstawiam podstawowe informacje o mechanizmach fizycznych wiodących do wytwarzania takich impulsów oraz narzędzia do ich diagnostyki. Pokazuję także przykładowe zastosowanie impulsów attosekundowych do badania dynamiki zjawiska fotoelektrycznego.

Słowa kluczowe: promieniowanie XUV, impulsy attosekundowe, dynamika elektronów w materii skondensowanej

Abstract. Nobel Prize in Physics in 2023 was awarded for generation of attosecond ($1\text{ as}=10^{-18}\text{ s}$) pulses of electromagnetic radiation and application of attosecond pulses in studies of electrons in condensed matter. I show basic physical mechanisms leading to generation of such pulses and methods to measure them. I also show an exemplary application of attosecond pulses - studies dynamic of photo effect.

Keywords: XUV radiation, attosecond pulses, electron dynamics in condensed matter

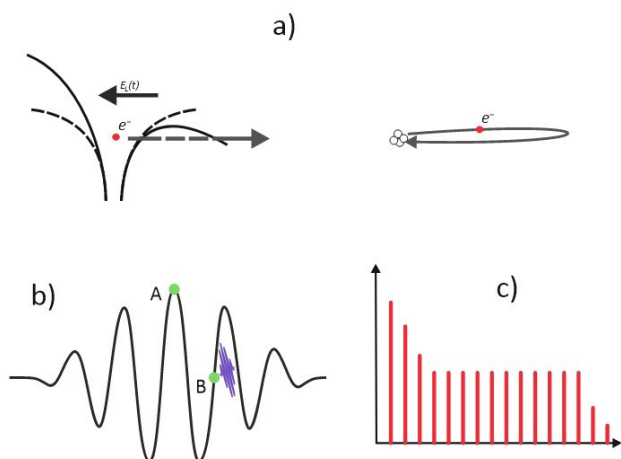
Nagrodę Nobla z fizyki w roku 2023 otrzymali: Pierre Agostini, Ferenc Krausz oraz Anne L’Huillier za „doświadczalne metody wytwarzania attosekundowych impulsów światła do badania dynamiki elektronów w materii”. Jak wskazuje uzasadnienie, tegoroczna nagroda jest kolejną wyróżniającą tworzenie nowatorskich narzędzi badawczych w szeroko rozumianej optyce:

- 2009 – za metodę wytwarzania niskostratnych światłowodów z krzemionki,
- 2012 – za metody doświadczalne umożliwiające pomiar i manipulację pojedynczymi atomami,
- 2017 – za wkład w budowę LIGO
- 2018 – za metodę wytwarzania ultrakrótkich impulsów światła o dużym natężeniu,
- 2023 – za metody wytwarzania attosekundowych impulsów światła umożliwiające badanie elektronów w materii.

Aby uświadomić sobie, co oznacza jedna attosekunda wystarczy powiedzieć, że w tym czasie światło pokonuje w próżni drogę $0,3\text{ nm}$ porównywalną z rozmia-

rami atomu. Impulsy attosekundowe ($1\text{ as} = 10^{-18}\text{ s}$) powstają w wyniku wytwarzania wysokich nieparzystych harmonicznym światła laserowego podczas oddziaływania femtosekundowego impulsu laserowego z atomami gazu szlachetnego [1, 2]. Harmoniczne te są spójne, więc ich interferencja w czasie skutkuje, w odpowiednio dobranych warunkach, powstaniem impulsu attosekundowego (zwanego też dalej w skrócie impulsem atto – przyp. red.) bądź ciągu impulsów attosekundowych z widmem sięgającym skrajnego nadfioletu (XUV) [3], podobnie jako interferencja modów w laserze prowadzi do impulsów femtosekundowych. Warto zauważyć, że Szwedzka Królewska Akademia Nauk dopuściła się pewnej nieścisłości nazywając to promieniowanie światłem, ponieważ to ostatnie określenie używane jest zazwyczaj do opisywania promieniowania elektromagnetycznego w obszarze widzialnym. Pierwsze wyniki uzyskane na przełomie tysiącleci donosiły o wytwarzaniu ciągu impulsów atto, z okresem odpowiadającym połowie okresu fali laserowej. Proces wytwarzania impulsów attosekundowych ilustruje rys. 1.

*ORCID: 0000-0003-1470-3201



Rys. 1. a) Generacja impulsu attosekundowego w obrazie klasycznym składa się z 3 kroków. Najpierw elektron w atomie tuneluje przez barierę potencjału atomu zdeformowanego przez silne pole elektryczne impulsu laserowego. W kroku 2 elektron jest przyspieszany w polu elektrycznym impulsu laserowego najpierw oddalając się od jonu, by po zmianie kierunku pola elektrycznego rozpędzić się w kierunku jonu. Krok 3 to rekombinacja elektronu i jonu z wyświeceniem (wypromieniowaniem – przyp. red.) wysokich harmonicznych. b) Sekwencja czasowa pokazana na tle impulsu laserowego – atom zostaje zjonizowany w momencie A i rekombinuje z jonem w momencie B. Klasyczne całkowanie ruchu elektronu daje pozycję elektronu w jonie oraz największą energię kinetyczną właśnie w momencie B. c) Schematyczne widmo wysokich harmonicznych ilustrujące charakterystyczne plateau

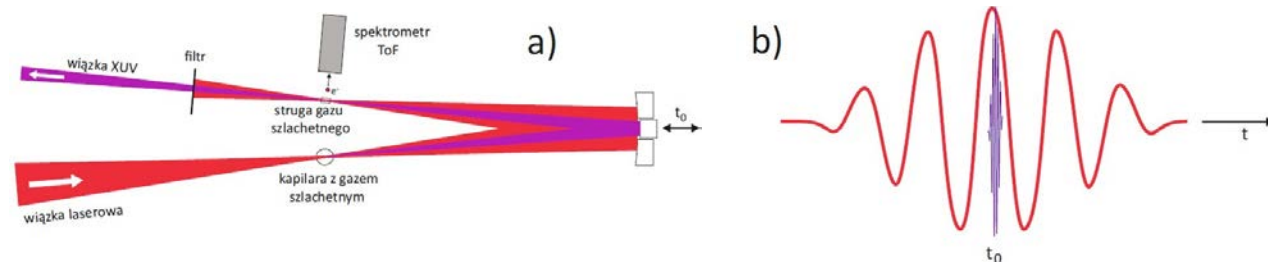
Energię kinetyczną elektronu w chwili rekombinacji można policzyć w sposób klasyczny, a dodając do niej energię jonizacji atomu I_p dostajemy wyrażenie na maksymalną energię fotonów generowanych podczas rekombinacji

$$E_{\max} = I_p + 3,17U_p, \quad (1)$$

gdzie $U_p = \frac{e^2 E_L^2}{4m\omega^2}$ to tak zwany potencjał ponderomotoryczny zależny od amplitudy pola elektrycznego impulsu laserowego E_L , ładunku elementarnego e , masy elektronu m oraz częstości fali laserowej ω . Przedstawiony na rys. 1 schemat generacji impulsów attosekundowych urzeka swą prostotą, jednak jest z gruntu fałszywy, gdyż traktuje elektron jak obiekt klasyczny. Na szczęście istnieje także opis w pełni kwantowy [4], a pierwszym autorem tej pracy jest polski fizyk Maciej Lewenstein. Okazuje się przy tym, że podstawowe przewidywania obu

modeli są zbieżne. Najbardziej istotna różnica polega na tym, że model kwantowy przewiduje optymalne natężenie lasera, powyżej którego sprawność procesu spada oraz małą sprawność procesu jako skutek dyfrakcji pakietu falowego elektronu w jego podróży od i do rdzenia atomowego. Łącząc (1) z ograniczeniem na pole elektryczne impulsu widać, że jedynym (dostępnym w laboratorium) parametrem pozwalającym na kontrolę maksymalnej energii fotonów impulsu attosekundowego jest częstość fali laserowej. Pierwsze doświadczenia z impulsami attosekundowymi wykonywane z użyciem impulsów laserów szafirowych (Ti:Sap), pracujących na falach o długości ok. 800 nm, pozwalały na generację fotonów XUV z energiami rzędu 100 eV. Postęp technologii źródeł podczerwonych impulsów femtosekundowych pozwolił przesunąć tę granicę najpierw do okna wodnego 280-530 eV (2,3-4,4 nm), a później także do obszaru miękkiego promieniowania X o energiach rzędu pojedynczych keV [5].

Warto zauważyć, że schemat czasowy (rys. 1b) nakłada bardzo duże wymagania na impulsy laserowe. Nie jest problemem uzyskanie natężenia lasera odpowiadającego maksymalnej sprawności procesu, natomiast czas trwania impulsu oraz jego powtarzalność ciągle stanowią spore wyzwanie doświadczalne. W sytuacji idealnej atom jest jonizowany tylko w jednym, najmocniejszym maksimum pola elektrycznego lasera i powstaje pojedynczy impuls attosekundowy o ciągłym widmie. Jeżeli jednak kolejne impulsy mają różny kształt pola elektrycznego fali laserowej, to za każdym razem powstaje inny impuls atto. Dlatego najlepsze rezultaty daje stosowanie laserowych impulsów femtosekundowych ze stabilizacją faza-obwiednia (prowadzącą do stabilizacji kształtu impulsu) charakteryzujących się bardzo dobrą powtarzalnością. Ponadto dla dłuższych impulsów laserowych jonizacja następuje w kilku/kilkunastu maksimach pola elektrycznego fali laserowej i powstaje ciąg impulsów z widmem dyskretnym, którego poszczególne piki odpowiadają kolejnym nieparzystym harmonicznym lasera.



Rys. 2. a) Schemat układu do pomiaru impulsów attosekundowych. Impuls laserowy wytwarza wysokie harmoniczne w gazie szlachetnym w kapilarze umieszczonej w próżni. Rozbieżność wiązki XUV jest mniejsza niż wiązki laserowej i stosując pokazane na rysunku podwójne lustro można kontrolować ich względne opóźnienie. Obie wiązki są ogniskowane, a impuls XUV jonizuje atomy gazu szlachetnego w strudze. Ich energia kinetyczna jest mierzona w spektrometrze czasu przelotu (ang. *Time-of-Flight* – ToF). Obie wiązki są liniowo spolaryzowane w płaszczyźnie rysunku. b) Uwzględniając skale czasowe można przyjąć, że jonizacja atomów jest natychmiastowa (t_0). Zanim elektrony dotrą do spektrometru oscylują w polu fali laserowej w przedziale czasowym (t_0, ∞) , co wpływa na ich końcową energię kinetyczną

Rozróżnienie pomiędzy generacją pojedynczych impulsów atto a wytwarzaniem ciągów impulsów jest bardzo ważne z punktu widzenia ich zastosowań.

O ile widmo impulsu attosekundowego mierzy się bardzo łatwo, wystarczy bowiem mieć siatkę dyfrakcyjną i odpowiednią kamerę, to wyznaczenie profilu czasowego impulsu XUV było początkowo wyzwaniem. Niektóre próby w tym zakresie kopiowały metody stosowane w laserach femtosekundowych czyli pomiar funkcji autokorelacji impulsu, tzn. dwa takie same impulsy z regulowanym względnym opóźnieniem oddziałują w ośrodku nieliniowym, a wynik tego oddziaływania jest proporcjonalny do kwadratu całkowitego natężenia [6]. Choć skuteczne, to jednak takie podejście daje tylko przybliżoną informację o impulsie attosekundowym – pełna informacja powinna zawierać zależne od czasu amplitudę i fazę impulsu. Przełom przyszedł szybko – już w roku 2002, gdy po raz pierwszy zademonstrowano kamerę smugową, w której odchylenie elektronu jest skutkiem działania pola elektrycznego fali laserowej [7]. Kamera ta umożliwia kompletną charakterystykę impulsów attosekundowych. Schemat układu i zasadę działania kamery ilustruje rys. 2. Jeżeli pole elektryczne impulsu laserowego opiszemy jako $E_L(t)$ i przyjmujemy, że proces jonizacji jest natychmiastowy, to pęd elektronu dla dużych czasów wynosi

$$p_e(t = \infty) = p_i + \int_{t_0}^{\infty} -eE_L(t)dt,$$

gdzie p_i jest pędem elektronu tuż po jonizacji, e zaś ładunkiem elementarnym. Pomiary widma elektronów wykonuje się dla wielu opóźnień t_0 , a ich wyniki pozwalają odtworzyć zależne od czasu zespolone pole elektryczne (amplitudę i fazę) impulsu attosekundowego [7].

Wspomiane w nominacji noblowskiej badanie dynamiki elektronów w materii – jedno z pierwszych i najbardziej spektakularnych zastosowań impulsów attosekundowych – umożliwiło obserwację ruchu elektronów w atomach, cząsteczkach i materii skondensowanej. Przykładem może tu być pomiar dynamiki procesu fotoelektrycznego. Od pierwszego opisu tego zjawiska zaprezentowanego przez Alberta Einsteina na początku XX wieku wiadomo było, że nie może to być proces natychmiastowy, ponieważ elektron ma skończoną masę i działają na niego skończone siły, więc również czas potrzebny na jego uwolnienie z metalu musi być skończony. Problem w tym, że przez prawie 100 lat nie było narzędzia pozwalającego zmierzyć ten czas. Na szczęście to się zmieniło

wraz z pojawieniem się impulsów attosekundowych. Autorzy pracy [8] zastosowali impulsy attosekundowe do zmierzenia czasu potrzebnego do wybicia elektronu z powierzchni kryształu wolframu. Okazało się, że w procesie uczestniczą zarówno elektrony związane, jak i elektrony swobodne, przy czym te pierwsze pojawiają się prawie 100 as później niż drugie.

Nowa dziedzina fizyki nazwana attonauką ma olbrzymi potencjał poznawczy – można teraz badać wiele procesów, które były nieuchwytnie dla wcześniejszych metod. Obecne zastosowania impulsów attosekundowych koncentrują się na badaniach podstawowych, potencjalne zastosowania praktyczne zaś są ograniczone bardzo niską sprawnością przetwarzania energii impulsów laserowych na impulsy atto. Pod względem jasności źródła promieniowania XUV oparte na generacji wysokich harmonicznym nie mogą równać się z innymi, na przykład, z promieniowaniem synchrotronowym. Duże nadzieje wiąże się ze wzmacnianiem impulsów atto we wzmacniaczu wykorzystującym swobodne elektrony XFEL. Jednak wyjście ze źródłami impulsów atto poza laboratoria badawcze będzie wymagało dużo pracy nad doskonaleniem technologii dostępnej obecnie.

Literatura

- [1] A. McPherson et al. “Studies of multiphoton production of vacuum-ultraviolet radiation in rare gases” *J. Opt. Soc. Am. B* **4**, 596–601 (1987).
- [2] Li, X. Fet al. “Multiple harmonic generation in rare gases at high laser intensity” *Phys. Rev. A* **39**, 5751–5761 (1989).
- [3] M. Hentschel et al, “Attosecond metrology” *Nature* **414**, 509–513 (2001).
- [4] M. Lewenstein et al. “Theory of high-harmonic generation by low-frequency laser fields” *Phys. Rev. A* **49**, 2117–2132 (1994).
- [5] T. Popmintchev, et al. “Bright coherent ultrahigh harmonics in the keV X-ray regime from mid-infrared femtosecond lasers” *Science* **336**, 1287–1291 (2012).
- [6] P. Tzallas et al. “Direct observation of attosecond light bunching” *Nature* **426**, 267 (2003).
- [7] J. Itatani et al. “Attosecond Streak Camera” *PRL* **88**, 173903 (2002).
- [8] A. L. Cavalieri et al. “Attosecond spectroscopy in condensed matter” *Nature* **449**, 25 October 2007, doi:10.1038/nature06229.

Profesorowi Iwo Białynickiemu-Biruli
na jego dziewięćdziesięciolecie,
kwantowej teorii pola na jej stulecie.

Postawić kwantową teorię pola z głowy na nogi Bringing quantum field theory down to Earth

część 2

Piotr Chankowski*

Instytut Fizyki Teoretycznej, Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

Abstrakt. Wbrew wrażeniu jakie można odnieść z lektury większości standardowych podręczników, równania falowe Diraca, Kleina–Gordona i inne nie są podstawą relatywistycznej kwantowej teorii pola. W niniejszym artykule staram się pokazać, jak powinna być ona poprawnie formułowana i omawiam pewne jej aspekty, które na ogół nie są przedstawiane właściwie. Moim celem jest spowodowanie zmiany w nauczaniu kwantowej teorii pola. Tekst został podzielony na trzy części. W niniejszej drugiej części omawiam sformułowanie kwantowej teorii pola jako teorii oddziałujących pól oraz sens fizyczny procedury renormalizacji.

Słowa kluczowe: cząstki, pola, kwantowa teoria pola, równania falowe, renormalizacja, redukcja LSZ, całki po trajektoriach

Abstract. Despite the impression that can be gained from most of the standard textbooks, Dirac, Klein–Gordon and other wave equations do not constitute the basis of relativistic quantum field theory. In this article I attempt to show how it should be formulated properly and discuss some of its aspects which usually are presented unsatisfactorily. My aim is to cause the change in the way quantum field theory is taught. The text is split into three parts. In the second part I discuss the formulation of quantum field theory as a theory of interacting fields as well as the physical sense of the renormalization procedure.

Keywords: particles, fields, quantum field theory, wave equations, renormalization, LSZ reduction, pathing integrals

Kwantowa teoria pola jako teoria układu oddziałujących pól

W pierwszej części niniejszego artykułu omówiłem, jak kwantowa teoria pola, jako teoria układu oddziałujących cząstek relatywistycznych powinna być formułowana bez odwoływania się do uświęconych tradycją (będącą w istocie niepotrzebnym balastem) równań falowych. Wyjaśniłem, jakie (zwykle nie wyszczególnione jawnie) założenia wykorzystuje to podejście i jakie są jego ograniczenia i konsekwencje. W tej części zajmę się sformułowaniem alternatywnym.

Drugi sposób sformułowania kwantowej teorii pola polega na przyjęciu, że fizyczny układ stanowią pewne pola, których klasyczna dynamika jest zadana jakimś działaniem I , będącym całką po określonym obszarze przestrzennym (skończonym lub, zwykle, nieograniczonym) i czasie z gęstości lagrangianu \mathcal{L} . Zasadniczą zaletą takiego podejścia jest łatwość, z jaką można w nim rozpatrywać symetrie układu, zwłaszcza symetrie ciągłe, takie jak symetria Poincarégo, tzw. wewnętrzne symetrie oraz, co szczególnie ważne współcześnie, symetrie cechowania i wykorzystywać ich konsekwencje dzięki twierdzeniu

Noether. Czyni ono także łatwym badanie ewentualnego spontanicznego (tj. „parametrycznego” – spowodowanego bezpośrednio klasyczną postacią lagrangianu, w odróżnieniu od „dynamicznego” – wynikającego z oddziaływań dopiero na poziomie kwantowym) naruszenia różnych symetrii. Wreszcie daje ono wygodniejszy punkt widzenia (o czym dalej) na procedurę renormalizacji konieczną, by obliczane z pomocą teorii wielkości były skończone.

W tym ujęciu konstrukcja kwantowej teorii pola nie polega na (jak to jest często przedstawiane w podręcznikach) „kwantowaniu rozwiązań jakiegoś (liniowego) równania falowego ani na kwantowaniu „funkcji falowej” (czysty nonsens), tylko, przy podejściu operatorowym (bo możliwe jest też podejście wykorzystujące całki po trajektoriach, o którym dalej), na przeprowadzeniu systematycznej procedury kwantyzacji kompletnej teorii klasycznej. Sprowadza się ona do zidentyfikowania pędów kanonicznie sprzężonych ze zmiennymi polowymi, przez które wyrażona jest gęstość lagrangianu i nie-

zmiennicze działanie względem różnych przekształceń symetrii (przede wszystkim przekształceń Poincarégo, jeśli teoria ma być relatywistyczna), konstrukcji hamiltonianu i zastąpieniu zależnych od położenia zmiennych kanonicznych: pól i pędów (w chwili $t = 0$) operatorami pola spełniającymi kanoniczne związki przemienności lub antyprzemienności zgodnie ze standardową regułą kwantowania, wedle której nawiasy Poissona formalizmu kanonicznego trzeba zastąpić odpowiednimi związkami operatorowymi (i dopisać czynnik $i\hbar$). Operatory te są wtedy niezależne od czasu, tj. mają interpretację operatorów w obrazie Schrödingera.¹ Ostatni punkt polega na zrealizowaniu otrzymanej algebry operatorów w jakiejś przestrzeni Hilberta. Jeszcze raz zaznaczyć tu należy, że procedura ta powinna być zastosowana do pełnej teorii (tj. z oddziaływaniem, co oznacza, że gęstość lagrangianu \mathcal{L} nie jest wyłącznie kwadratową funkcją pól), a nie tylko do jej części swobodnej. Jest to szczególnie ważne w przypadku teorii bardziej skomplikowanych, zwłaszcza teorii z symetriami cechowania. Jeśli przejść następnie do zależnych od czasu operatorów w obrazie Heisenberga, działając wyrażonym przez pełny hamiltonian operatorem ewolucji na niezależne od czasu operatory pola reprezentujące kanoniczne zmienne, to tak otrzymane „heisenbergowskie” operatory pola spełniają (w dowolnej chwili czasu) równoczesowe związki (anty)przemienności oraz kwantowe równania kanoniczne (Heisenberga), które są równoważne równaniom drugiego rzędu² formalnie pokrywającym się z klasycznymi równaniami pola wynikającymi z działania I . Choć równania te zdają się mieć tylko formalny charakter, niemniej jednak są rzeczywiście spełnione i można je wykorzystywać w różnych obliczeniach.³ Zadanie związków komutacyjnych

1. Często w podręcznikach kwantowanie przeprowadza się wypisując od razu operatory zależne od czasu i nadaje im sens operatorów w obrazie Heisenberga. Jest to możliwe (technicznie wykonalne) na ogół tylko w przypadku teorii pól nieoddziałujących, gdy znany jest zupełny układ rozwiązań klasycznych równań ruchu (Eulera-Lagrange’a) wynikających z działania. Pozwala to na dokonanie „skoku myślowego”, którego głębszym uzasadnieniem jest w istocie znany z mechaniki hamiltonowskiej fakt, że ruch jest transformacją kanoniczną, która umożliwia przyjęcie za zmienne kanoniczne warunków początkowych.

2. Zwykle rozpatruje się gęstości lagrangianów \mathcal{L} zależne od pól i ich pierwszych pochodnych, gdyż wtedy w sposób naturalny (pomijając przypadki, które są jednak raczej normą niż wyjątkami – o tym nieco dalej) można dokonać hamiltonizacji układu klasycznego koniecznej do przeprowadzenia szkieletowej tu procedury kanonicznej kwantyzacji. Teorie efektywne, których gęstości lagrangianu typowo zależą od wyższych pochodnych trzeba kwantować albo metodą całek po trajektoriach, albo jak układy z więzami, co pozwala wprowadzić w takich przypadkach strukturę hamiltonowską.

3. Jak postaram się dalej wyjaśnić, konieczność renormalizacji nie ma na to wpływu, co staje się oczywiste, jeśli przyjąć właściwy punkt widzenia.

spełnianych przez operatory reprezentujące zmienne kanoniczne (uogólnione położenia i sprzężone z nimi pędy kanoniczne) oraz wyrażenie przez nie hamiltonianu (i ewentualnie prądów Noether symetrii – zob. dalej) lub, równoważnie, podanie równań spełnianych przez operatory heisenbergowskie, stanowi w zasadzie zupełne zdefiniowanie kwantowej teorii układu.

Najbardziej nieoczywistym, i na ogół nieporuszanym w podręcznikach i wykładach, punktem naszkicowanej procedury jest wybór (konstrukcja) przestrzeni, w której zrealizowana jest otrzymana algebra operatorów. Jeśli narzucić na dopuszczalne konfiguracje pól warunek ich znikania w przestrzennej nieskończoności⁴ lub, w przypadku pól w ograniczonym obszarze, np. periodyczne warunki brzegowe, to łatwo jest, wprowadzając jakiś zupełny układ funkcji na wybranej przestrzeni, skonstruować przestrzeń Hilberta, w której ta algebra operatorów może być zrealizowana (i realizacja ta nie jest zależna od tego, czy pola są swobodne, czy nie). Po prostu współczynniki q_l (indeks l przebiega tu jakiś przeliczalnie nieskończony zbiór wartości) rozkładu dowolnej konfiguracji pól w wybranym zupełnym układzie funkcji stają się, jako nowe zmienne kanoniczne (tak jak w zwykłej mechanice kwantowej) schrödingerowskimi operatorami „położenia” \hat{q}_l , a sprzężone z nimi zmienne operatorami pędów \hat{p}_l i standardowe związki komutacyjne $[\hat{q}_l, \hat{p}_{l'}] = i\hbar\delta_{ll'}$ (wynikające ze związków komutacyjnych spełnianych przez operatory pola lub stanowiące – przy innym spojrzeniu – uzasadnienie tamtych), można zrealizować w przestrzeni „funkcji falowych” przeliczalnie nieskończonej liczby zmiennych q_l (operatory pędów \hat{p}_l są wówczas reprezentowane przez pochodne $-i\hbar\partial/\partial q_l$). Można wtedy za bazę takiej przestrzeni przyjąć iloczyny zwykłych funkcji falowych (każda od jednej zmiennej q_l) oscylatorów harmoniczych o częstościach dowolnie skorelowanych z indeksem l i dowolnymi centrami $q_l^{(0)}$ (nie oznacza to bynajmniej, że kwantowana teoria jest teorią pól swobodnych!). Wyrażając następnie pary \hat{q}_l i \hat{p}_l przez zwykłe operatory kreacji i anihilacji znane z teorii oscylatora harmonicznego i przyjmując za „próżnię” Focka stan $|0, 0, \dots\rangle \equiv |0_{\text{Fock}}\rangle$ reprezentujący iloczyn funkcji falowych stanów podstawowych tych oscylatorów, otrzyma się pewną konkretną realizację wyjściowej algebry. Jednak różne wybory zupełnych ukła-

4. W przypadku pól cechowania, które (klasycznie) same nie są mierzalne, taki warunek może być zbyt silny i należy raczej żądać znikania tylko odpowiednich nateżeń pól. Wiąże się z tym oczywiste, choć na ogół umykające uwagi, fakt, iż widmo Hamiltonianu i struktura jego stanów własnych – jego stanu podstawowego i, w teorii pola, stanów *in* i *out* reprezentujących fizyczne cząstki – zależy od warunków brzegowych narzuconych (w zasadzie arbitralnie) na pola, czyli, mówiąc ogólniej, od dziedziny tego operatora.

dów funkcji albo różne wybory funkcji oscylatorowych dają w rezultacie tylko różne i , w naturalnym iloczynnie skalarnym, na ogół (a zwłaszcza przy nieskończonej objętości przestrzeni) wzajemnie ortogonalne podprzestrzenie wielkiej (nieseparowalnej lub nieośrodkowej w języku matematyki) przestrzeni Hilberta rozpatrywanego układu pól – inaczej mówiąc, wyjściowa algebra operatorów jest w tej wielkiej przestrzeni reprezentowana w sposób przywiedlny. W przypadku kwantowej teorii pola w płaskiej czasoprzestrzeni Minkowskiego fizycznie wyróżnionym operatorem jest hamiltonian układu i naturalne jest dążenie, by wybrać taką podprzestrzeń, do której należy jego stan podstawowy. Jest to proste, gdy hamiltonian układu pól jest kwadratową funkcją zmiennych, czyli gdy pola są swobodne.⁵ Jeśli pola oddziałują, znalezienie „właściwej” podprzestrzeni jest na ogół praktycznie niemożliwe⁶ i poprzestaje się (przynajmniej gdy chodzi o sformułowanie rachunku zaburzeń) na realizacji algebry operatorów w podprzestrzeni, w której stan podstawowy ma część swobodna odpowiednio wydzielona z pełnego hamiltonianu pól otrzymanego po przyjęciu jakichś wyjściowych zmiennych polowych.⁷ W ten sposób schrödingerskie operatory pola i operatory kanonicznie z nimi sprzężonych pędów daje się wyrazić za pomocą operatorów kreacji i anihilacji związanych z (pod)przestrzenią Focka, w której stan podstawowy ma część swobodna hamiltonianu. (Schrödingerskie operatory odpowiadające teorii z oddziaływaniem i teorii

bez oddziaływania są więc tymi samymi). Zwykle efektem tego jest także kompletne zdiagonalizowanie H_0 , ale nie jest tak zawsze (np. w teoriach z cechowaniem w ogólnym cechowaniu typu Lorenza z parametrem $\xi \neq 1$) – nadrzędnym celem jest zrealizowanie algebry operatorów w jakiejś podprzestrzeni Focka.

Realizację grupy Poincarégo w przestrzeni Hilberta uzyskuje się w tym podejściu niemal automatycznie przez zastąpienie w wyrażeniach na stowarzyszone z symetriami Poincarégo prądy Noether zmiennych klasycznych i sprzężonych z nimi pędów kanonicznych (przez które wyrazić trzeba najpierw prędkości uogólnione) odpowiadającymi im operatorami; otrzymane w taki sposób hermitowskie generatory tej grupy spełniają konieczne (wynikające ze struktury grupy symetrii) związki przemienności na mocy narzuconych na operatory kanonicznych związków komutacyjnych (lub antykomutacyjnych). W analogiczny sposób otrzymuje się też generatory innych (wewnętrznych i cechowania) symetrii ciągłych układu spełniające odpowiednie związki komutacyjne i komutujące z hamiltonianem.

Zrealizowanie algebry operatorów w jakiejś przestrzeni Hilberta kończy w zasadzie „praktyczną stronę” procedury kwantyzacji teorii układu pól. Pozostaje jeszcze kwestia interpretacji wzbudzeń tego układu (stanów własnych hamiltonianu) w języku cząstek. Oczywiście, gdy skwantowana została teoria oddziałujących pól, i nawet jego stan podstawowy pozostaje nieznanym, interpretacja taka⁸ jest utrudniona i, ściśle rzecz biorąc, można ją uzyskać dopiero na podstawie analizy różnych funkcji Greena (zobacz dalej). W przypadku teorii swobodnej skwantowanej w skończonej objętości V , interpretacja stanów własnych hamiltonianu jako reprezentujących stany zbiorów cząstek jest konsekwencją właściwości termodynamicznych układu – odpowiednia kanoniczna suma statystyczna jest identyczna (po pominięciu nieskończonego stałego wkładu do energii stanu podstawowego – zawsze można tak przedefiniować hamiltonian) z sumą statystyczną odpowiedniego układu cząstek (o relatywistycznym związku dyspersyjnym); jest to dokładnie ten sam argument, którego użył Einstein w 1905, by uzasadnić interpretację pola elektromagnetycznego jako zbioru kwantów – fotonów. Natomiast gdy kwantowane jest swobodne pole w nieograniczonej przestrzeni, interpretacja taka wynika z odwołania się do właściwości transformacyjnych (uogólnionych) stanów własnych hamiltonianu układu skwantowanych (swobodnych) pól: pod działaniem operatorów symetrii, których generatory otrzymuje się w tym podejściu według podanego wyżej

5. Jeśli pola swobodne kwantowane są w skończonej objętości przestrzennej V (i narzuci się periodyczne warunki brzegowe), to właściwą podprzestrzeń (przestrzeń Focka) normalizowalnych stanów własnych hamiltonianu otrzymuje się korelując właściwie częstości charakteryzujące wspomniane funkcje oscylatorowe z wektorami falowymi fal płaskich stanowiących zupełny układ funkcji w objętości V . Jeśli natomiast swobodne pola są kwantowane w nieskończonej objętości, to łatwo analogicznie skonstruować przestrzeń Focka, której normalizowalny wektor $|0_{\text{Fock}}\rangle$ (próżnia Focka) jest zarazem stanem własnym hamiltonianu, ale innych normalizowalnych stanów własnych hamiltonian nie posiada; trzeba wtedy rozpiąć przestrzeń Focka na jego nienormalizowalnych uogólnionych wektorach własnych (jest to *de facto* baza przestrzeni dualnej do przestrzeni Hilberta układu).

6. Niektóre teorie, np. supersymetryczne, mogą mieć dyskretny zbiór różnych stanów podstawowych; gdy spontanicznie złamana jest symetria ciągła, musi istnieć całe continuum stanów podstawowych.

7. Dobrze jest też zauważyć, że różne wybory klasycznych zmiennych polowych (przez które jest wyrażone wyjściowe działanie i które to wybory zazwyczaj, moim zdaniem zupełnie myląc (zobacz dalej), uważa się za część procedury renormalizacji) także prowadzą, po zastosowaniu procedury kwantowania, do realizacji algebry operatorów w różnych, na ogół wzajemnie ortogonalnych podprzestrzeniach wielkiej przestrzeni Hilberta stanów układu. Innymi słowy, operatory reprezentujące te różne zmienne kanoniczne są jedne z drugimi połączone transformacjami tylko formalnie unitarnymi, w ścisłym zaś matematycznym sensie, gdy l przebiega nieskończony zbiór, a objętość staje się nieskończona, nieistniejącymi.

8. Znow może się okazać, że widmo hamiltonianu jest całkowicie ciągle i interpretacja w języku cząstek jest niemożliwa.

przepisu (startując od teorii pól nieoddziałujących, tj. z gęstości lagrangianu ograniczonej do wyrazów kwadratowych w polach), stany te przekształcają się tak, jak powinny przekształcać się stany reprezentujące zbiory (nieoddziałujących) cząstek.⁹ Cząstki pojawiają się więc tu jako szczególne stany (wzbudzenia) pola (układu pól), ale „ontologią” są, przynajmniej gdy chodzi o pola bozonowe, pola fluktuujące. Na przykład stan podstawowy $|\Omega_0\rangle \equiv |0_{\text{Fock}}\rangle$ swobodnego hamiltonianu pól i oznaczany także $|0_{\text{Fock}}\rangle$ stan rozpinający zerocząstkową (trywialną) przestrzeń Hilberta w poprzednio omówionym podejściu, w którym teoria pola jest od początku teorią oddziałujących cząstek, są czymś innym: tu jest to stan realnego fluktuującego pola, tam konstrukt matematyczny reprezentujący literalną nicość. Jeśli dodatkowo istnieją komutujące z hamiltonianem generatory symetrii wewnętrznych \hat{Q}^a , jego stany własne można wybrać tak, by jednocześnie z nim zdiagonalizować te z generatorów \hat{Q}^a , które tworzą podalgebrę Cartana (maksymalny zbiór wzajemnie przemiennych generatorów) – w ten sposób cząstkom można przypisać liczby kwantowe (takie jak np. ładunek elektryczny, izospin etc.) i tak pojawiają się w tym podejściu antycząstki. Odpowiednio też można przejść do zgodnych z tymi liczbami kwantowymi kombinacji operatorów pola, które spełniają wtedy proste związki komutacyjne z ładunkami \hat{Q}^a . Jeśli chodzi o wzbudzenia układu pól oddziałujących (skwantowanych w nieskończonej przestrzeni), to zakłada się zwykle (choć weryfikacją tego założenia musi być wspomniana analiza funkcji Greena), iż pełny hamiltonian ma w wybranej podprzestrzeni wielkiej przestrzeni Hilberta oprócz (jedynego normalizowalnego) stanu podstawowego także zbiór (uogólnionych) stanów własnych, przekształcających się pod działaniem generatorów symetrii Poincarégo (teorii z oddziaływaniem), jak stany pojedynczych cząstek oraz dwa zbiory (uogólnionych) stanów własnych *in* i *out* przekształcające się jak iloczyny tensorowe stanów pojedynczych cząstek. Gdy natomiast pełny hamiltonian komutuje ponadto z jakimiś generatorami \hat{Q}^a symetrii, to wszystkie te stany można poklasyfikować względem generatorów tworzących podalgebrę Cartana. Zwykle dla celów praktycznych rachunków zakłada się, że cząstki reprezentowane przez te stany własne pełnego hamiltonianu odpowiadają dokładnie tym, które są reprezentowane przez stany własne hamiltonianu swobodnego, ale powinno być jasne, że tak może być tylko w najprostszych teoriach (takich

jak elektrodynamika elektronów i fotonów lub teoria zwana ϕ^4).

Trzeba jednak dodać, że nakreślony tu schemat jest prosty tylko w szczególnym przypadku pola skalarnego lub układu wielu takich pól. W przypadku układów takich, jak pola przekształcające się jak wyższe reprezentacje grupy Lorentza, pola cechowania, czy pola fermionowe konieczne jest odwołanie się do dobrze określonej, ale zwykle mało upowszechnianej procedury kwantowania układów poddanych więzom. Jest to bardzo użyteczne narzędzie i dlatego nie powinno się go pomijać w porządnym wykładzie.¹⁰ Rzecz w tym, że w tych bardziej skomplikowanych teoriach przejście od formalizmu lagrange’owskiego do hamiltonowskiego („hamiltonizacja” układu) nie jest bezpośrednie, niektóre pędy kanoniczne są bowiem tożsamościowo równe zeru lub istnieją jakieś związki między zmiennymi kanonicznymi, przez co nie mogą one być traktowane jak niezależne. Rozpracowana przez Diraca systematyczna procedura pozwala zidentyfikować wszystkie więzy, jakim poddane są zmienne kanoniczne układu i podzielić je na dwie zasadnicze klasy. W przypadku niewystępowania więzów pierwszej klasy, które są zawsze związane z jakimiś symetriami typu cechowania (i których istnienie oznacza, że nawet klasyczny „stan” układu nie wyznacza wartości zmiennych kanonicznych jednoznacznie – temu samemu stanowi odpowiada nieskończenie wiele różnych możliwych ich wartości) procedura Diraca daje potrzebny przepis kwantowania: więzy muszą zostać zrealizowane jako tożsamości operatorowe, a komutatory operatorów reprezentujących zmienne kanoniczne muszą być zadane przez konkretną modyfikację nawiasów Poissona, zwaną nawiasami Diraca (są one wtedy automatycznie zgodne z więzami spełnianymi przez operatory). Następnie trzeba zrealizować otrzymaną algebrę operatorów w jakiejś przestrzeni Hilberta lub podprzestrzeni Focka (jak zwykle wybiera się podprzestrzeń w której stan podstawowy ma odpowiednio wydzieloną swobodną część hamiltonianu teorii). Mimo istnienia więzów, generatory grupy Poincarégo i innych symetrii ciągłych otrzymuje się w tym przypadku tak jak poprzednio, tj. wykorzystując twierdzenie Noether.

Kwantowanie układów mających symetrie cechowania (czyli w sytuacji, gdy zmienne kanoniczne są poddane więzom pierwszego rodzaju) przeprowadza się albo ustalając cechowanie (tj. zapewniając jednoznaczność odpowiedniość stanu układu i wartości zmiennych kanonicznych), co przekształca układ więzów w taki, który może już być uwzględniony w związkach komutacyjnych

9. Na gruncie teorii reprezentacji grupy Poincarégo stany pojedynczych cząstek identyfikuje się z odpowiednim typem nieprzywiedlnych reprezentacji tej grupy; stany reprezentujące większą liczbę takich cząstek transformują się jak iloczyny tensorowe reprezentacji odpowiadających pojedynczym cząstkom.

10. Weinberg daje szkic tej procedury ale niestety bardzo niekompletny, przez co trudno jest się zorientować, jak należy ją stosować w przypadkach innych niż te rozpatrywane przez niego.

za pośrednictwem nawiasów Diraca, albo narzucając na operatory związku komutacyjne nie biorąc wzięw pod uwagę, realizując otrzymaną algebrę operatorów w pewnej (na ogół z niedodatnio określoną normą) przestrzeni Focka i wyróżniając w niej podprzestrzeń stanów fizycznych (o dodatniej normie) układu żądając, by znikwały na nich operatory reprezentujące więzy. Możliwe jest też kwantowanie „hybrydowe”, łączące w sobie oba te sposoby.

Metoda ta pozwala systematycznie i bez wielkich kłopotów przeprowadzić nie tylko kanoniczną kwantyzację klasycznych układów mających abelową symetrię cechowania, takich jak skalarne pole zespolone (albo dwa rzeczywiste takie pola) sprzężone z polem elektromagnetycznym w cechowaniu Coulomba,¹¹ ale także systematycznie sformułować kwantową teorię samooddziałujących pól cechowania (sprzężonych z innymi polami lub nie), czyli pól Yanga–Millsa z nieabelowymi symetriami cechowania. W tym drugim przypadku punktem wyjścia musi być jednak układ pól cechowania i pól grassmanowskich (zobacz dalej), tzw. duchów: działanie klasyczne I ma wtedy zamiast (lokalnej) nieabelowej symetrii cechowania tylko symetrię globalną, zwaną symetrią BRST (Becchi-Rouet-Stora-Tiutin).¹² W rezultacie tak przeprowadzonej kwantyzacji otrzymuje się realizację algebry operatorów w przestrzeni Focka (o niedodatnio określonej normie). Przestrzeń ta posiada jednak pewną strukturę kohomologiczną (wyznaczaną przez nilpotentne generatory symetrii BRST) pozwalającą wydzielić w niej podprzestrzeń wektorów (o dodatnio określonych normach) reprezentujących stany fizyczne układu. Procedura ta jest trochę bardziej skomplikowana, niż ta oparta na całkach po trajektoriach (w szczególności przy formułowaniu rozwinięcia dysonowskiego trzeba zauważyć (zagwarantowane przez formalizm) znoszenie się pewnych niekowariantnych przyczynków), ale za to można (choćby formalnie) pokazać, że macierz S ograniczona do podprzestrzeni stanów fizycznych jest unitarna i co więcej nie zależy od postaci wyrazu, który trzeba dopisać do mającej lokalną symetrię cechowania standardowej gęstości lagrangianu samych pól Yanga–Millsa, by ustalić cechowanie i wprowadzić symetrię BRST.

Przy formułowaniu kwantowej teorii pola jako teorii układu pól, pola fermionowe (tj. pola przekształ-

cające się jak reprezentacje nie samej grupy Lorentza, tylko jej grupy nakrywającej) stanowią dodatkową trudność, gdyż ich „teoria klasyczna” nie może być zwykłą teorią pola – „klasyczne” konfiguracje takich pól muszą być traktowane jak kombinacje liniowe elementów (generatorów) abstrakcyjnej nieprzemiennej algebry Grassmanna (konfiguracje układu pól bozonowych i fermionowych są w tym ujęciu kombinacjami liniowymi algebry Bieriezina generowanej przez przemienne i nieprzemienne elementy).¹³ Trzeba w związku z tym przeformułować odpowiednio klasyczny formalizm lagrange’owski i kanoniczny (hamiltonowski). Nie jest to bardzo skomplikowane i otrzymany w rezultacie formalizm jest prawie (gdyż trzeba odróżniać lewostronne i prawostronne pochodne po zmiennych grassmanowskich) identyczny ze standardowym. W szczególności wciąż pozostaje w mocy twierdzenie Noether i wykorzystywanie konsekwencji symetrii układu jest tak samo proste jak w przypadku pól bozonowych. W odpowiednio zmodyfikowanym formalizmie hamiltonowskim nawiasy Poissona są w przypadku grassmanowskich zmiennych kanonicznych symetryczne, a nie antysymetryczne, dzięki czemu przepis kwantyzacji polegający na zastąpieniu nawiasów Poissona związkami operatorowymi naturalnie prowadzi do związków antykomutacyjnych między reprezentującymi zmienne kanoniczne operatorami. Również cały formalizm Diraca, niezbędny, ponieważ układy pól fermionowych są niemal zawsze układami z więzami,¹⁴ daje się prosto zaadaptować. Cały ten formalizm jest też potrzebny by, tak jak wspomniałem, przeprowadzić procedurę kanonicznej kwantyzacji nieabelowych pól Yanga–Millsa, które trzeba

13. Łatwo to zobaczyć na przykładzie dwuskładnikowego pola λ_α , przekształcającego się jak reprezentacja $(1/2, 0)$ grupy $SL(2, C)$: człon proporcjonalny do m w gęstości lagrangianu $\mathcal{L} = i\bar{\lambda}^\mu \partial_\mu \lambda - m(\lambda\lambda + \bar{\lambda}\bar{\lambda})$, gdzie $\lambda\lambda \equiv \epsilon^{\alpha\beta} \lambda_\beta \lambda_\alpha$ (a $\bar{\lambda}^\mu$ jest „czterowektorem” utworzonym z macierzy jednostkowej i trzech macierzy Pauliego), byłby po prostu tożsamościowo równy zero (ponieważ $\epsilon^{12} = -\epsilon^{21}$, a $\epsilon^{11} = \epsilon^{22} = 0$), gdyby składowe λ_1 i λ_2 były zwykłymi liczbowymi funkcjami. Po kanonicznym skwantowaniu stany własne otrzymanego w tym przypadku hamiltonianu reprezentują stany (nieoddziałujących) cząstek o spinie $1/2$ i masie m , które są same swoimi antycząstkami (są istotnie obojętne).

14. Typowo gęstość lagrangianu pola fermionowego przekształcającego się jak reprezentacja $(1/2, 1/2)$ grupy $SL(2, C)$ (tzw. pole Diraca) $\mathcal{L} = i\bar{\psi}\not{\partial}\psi - m\bar{\psi}\psi$ prowadzi do związków $\Pi_\psi = i\psi^\dagger$, $\Pi_{\psi^\dagger} = 0$, które są właśnie więzami. Oczywiście procedura Diraca daje w tym przypadku to, co zwykle się odgaduje, ale dobrze jest mieć tego uzasadnienie na gruncie pewnych zasad podstawowych. Trzymanie się tych reguł pozwala przeprowadzić uczciwie, tzn. bez żadnego zgadywania, choć jest to dość skomplikowane, procedurę kanonicznej kwantyzacji (grassmanowskiego) czteroskładnikowego pola Diraca ψ_α sprzężonego z polem elektromagnetycznym.

11. Tego nie znalazłem w żadnym podręczniku kwantowej teorii pola – zwykle mówi się, że jest to trudne w porównaniu z przypadkiem swobodnego pola skalarnego, ponieważ modyfikacji ulega wtedy pęd kanoniczny. Tymczasem, jeśli trzymać się reguł, jest to dość proste.

12. Historycznie symetria BRST została zidentyfikowana najpierw przy kwantowaniu pól Yanga–Millsa metodą całek po trajektoriach. Przy kwantowaniu kanonicznym należy ją jednak przyjąć za podstawę sformułowania teorii klasycznych układów takich pól.

traktować jak mający (globalną) symetrię BRST układ pól bozonowych (cechowania) i fermionowych pól tzw. duchów.

Po sformułowaniu kwantowej teorii oddziałujących pól do obliczania amplitud rozpraszania (elementów macierzy S) można (choć nie jest to konieczne ani zawsze możliwe) wykorzystać te same założenia, co w podejściu omówionym poprzednio. Trzeba w tym celu znów przyjąć (i, tak jak poprzednio, wymusić w obliczeniach, co może nie być możliwe, przez sposób renormalizacji) istnienie odpowiedniości jeden do jednego stanów własnych kompletnego hamiltonianu H teorii oddziałujących pól (otrzymanego według naszkicowanego tu przepisu) i hamiltonianu swobodnego H_0 , otrzymanego przez zastosowanie analogicznej procedury kwantyzacji do części lagrangianu zależącej od pól kwadratowo. Następnie trzeba od operatorów w obrazie Schrödingera (które, przypomnijmy, są tymi samymi zarówno w przypadku teorii z oddziaływaniem, jak i swobodnej), przejść do operatorów w obrazie oddziaływania, by otrzymać oddziaływanie $\hat{V}_{\text{int}}^I(t)$ występujące w podanym wcześniej wzorze na elementy macierzy S . Ten krok ma jednak pewien delikatny punkt. Mianowicie związek pędów kanonicznych z pochodnymi czasowymi samych pól może być inny, gdy jest oddziaływanie i gdy go nie ma. Z tego powodu w oddziaływaniu $\hat{V}_{\text{int}}^I(t)$ mogą pojawić się wyrazy wyglądające „niekowariantnie”. Podobne niekowariantne wyrazy mogą też być rezultatem zastosowania procedury Diraca kwantowania układów z więzami. Są to jednak w każdym przypadku dokładnie te „niekowariantne” wyrazy, które są potrzebne, by w rozwinięciu dysynowskim kasować niekowariantne przyczynki pochodzące z propagatorów, a które w poprzednim sformułowaniu teorii trzeba było do $\hat{V}_{\text{int}}^I(t)$ dopisywać „ręcznie” – tu pojawiają się one jako rezultat systematycznej procedury.

Pozostaje jednak pytanie, jak usuwać pojawiające się przy obliczaniu różnych wielkości rozbieżności? W szczególności, jeśli obliczanie elementów macierzy S wykorzystuje dyskutowane już założenie, jak wymusić jego spełnienie? I tak dochodzimy do problemu przeprowadzania renormalizacji i jej zrozumienia.

Renormalizacja

Przy konstruowaniu kwantowej teorii pola jako teorii oddziałujących cząstek, usuwanie nieskończoności związanych z całkowaniem po pędach cząstek wirtualnych i tych związanych z liniami diagramów reprezentującymi cząstki w stanach początkowym i końcowym, polegało na dopisywaniu do oddziaływania $\hat{V}_{\text{int}}^I(t)$ potrzebnych

do tego wyrazów i/lub modyfikowaniu o dodatkowe (zależne od obciążenia) człony współczynników wyrazów już istniejących. Kwantowanie pól pozwala nadać tej procedurze głębszy sens i uczynić ją bardziej systematyczną i zrozumiałą. Przede wszystkim pozwala oddzielić „prawdziwą” renormalizację, która polega na operacyjnym zdefiniowaniu sensu parametrów teorii, takich jak występujące w wyjściowym działaniu I masy i stałe sprzężenia, od tego, co zwyczajowo (i zupełnie nonsensownie) nazywa się „renormalizacją funkcji falowej”, a co powinno być traktowane po prostu jak przejście do innych, przeskalowanych, zmiennych kanonicznych. Najlepiej to wyjaśnić na przykładzie najprostszej teorii jaką jest model φ^4 , czyli teoria pojedynczego samooddziałującego pola skalarnego, którego klasyczna gęstość lagrangianu ma postać

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \varphi \partial^\mu \varphi - \frac{1}{2} M^2 \varphi^2 - \frac{\lambda}{4!} \varphi^4.$$

Zwykle, zwłaszcza gdy formułuje się teorię przez całki po trajektoriach, nie konstruuje „po drodze” hamiltonianu tylko podając „kuchenny przepis” na obliczanie w rachunku zaburzeń funkcji Greena i amplitud rozpraszania, mówi się, że aby otrzymać te wielkości skończone, trzeba „zrenormalizować” pola i parametry pisząc¹⁵ $\varphi = Z^{1/2} \varphi_R$, $M^2 = Z_M M_R^2$ i $\lambda = Z_\lambda \lambda_R$, przy czym czasami podkreśla się jakiś „multiplikatywny charakter renormalizacji” (jakby coś ważnego z tego miało wynikać...). Po napisaniu $Z = 1 + \delta^{(1)} Z + \dots$, $Z_M = 1 + \delta^{(1)} Z_M + \dots$, etc. i wydzieleniu swobodnej części gęstości lagrangianu otrzymuje się oddziaływanie z „kontrczłonami”, które następnie w kolejnych rzędach rachunku zaburzeń dopasowuje się tak, by usunąć rozbieżności. W ten sposób cała procedura wygląda na wprowadzaną *ad hoc* i, co gorsze, wydaje się unieważniać wszystko, co można wynioskować z kanonicznej hamiltonowskiej struktury teorii.

Otóż od razu trzeba powiedzieć (co uzasadnię dalej), że aby otrzymać skończone amplitudy rozpraszania, żadna „renormalizacja funkcji falowej” nie jest konieczna, a „multiplikatywny charakter renormalizacji” jest jakimś nonsensem pokutującym w literaturze (jak owa domniemana konieczność normalnego uporządkowania operatorów) z powodu bezmyślnego powtarzania przez autorów podręczników oklepanych frazesów. Jednak można, i czasem jest to wygodne (a przy założeniach, które wykorzystuje naszkicowany wyżej, jedyny na razie, sposób obliczania amplitud procesów, jest konieczne – zob. dalej), przejść do *przeskalowanych* zmiennych φ_R traktując je po prostu jak nowe

15. Wielkości wyjściowe (pola i parametry) nazywa się w tym kontekście „gołymi”, a te opatrzone znacznikiem $_R$ – „zrenormalizowanymi”.

zmienne kanoniczne.¹⁶ Z drugiej strony, nie jest też konieczne, zwłaszcza dla uchwycenia istoty tego, na czym naprawdę polega renormalizacja, wprowadzanie zrenormalizowanych parametrów. Wszystko, co jest potrzebne, to jakaś systematyczna procedura regularyzacji przez wprowadzenie np. obciążenia¹⁷ Λ lub sformułowanie teorii w $d = 4 - \epsilon$ wymiarach (rozpowszechniona dziś tzw. regularyzacja wymiarowa; dalej zarówno Λ , jak i ϵ nazywam *obciążeniem ultrafioletowym*), która czyni skończonymi całki po czteropędach odpowiadających zamkniętym pętlom diagramów Feynmana i pogodzenie się z faktem, że parametry teorii takie jak M^2 i λ (występujące w klasycznym działaniu, tzw. parametry gołe) zależą od tej regularyzacji (są *implicite* funkcjami Λ lub ϵ).

Istota renormalizacji polega na tym, by przy ustalonym obciążeniu ultrafioletowym obliczyć (na ogół stosując zwykle dysonowskie rozwinięcie według potęg stałej, czy stałych, sprzężenia – czyli diagramy Feynmana, ale metoda obliczania jest tu sprawą wtórną) pewien zestaw wielkości mierzalnych, takich jak masa fizycznej (tzw. ubranej) cząstki (masy cząstek), różne elementy macierzy S (czyli amplitudy różnych procesów, których stany początkowe i końcowe podlegają eksperymentalnej identyfikacji) – ich wartości w różnych punktach

16. Wpaja się przecież studentom przy okazji uczenia mechaniki lagrange'owskiej, że aby określić położenie jakiegoś układu mechanicznego w dowolnej chwili czasu (co jest głównym zadaniem mechaniki) można przyjąć dowolne zmienne uogólnione $q_i(t)$; a czymże jest przejście od φ do φ_R , jak nie przejściem do innych (bardzo zresztą prosto związanych ze starymi) zmiennych uogólnionych? Przy takim spojrzeniu jest jasne, że wielkości mierzalne eksperymentalnie nie mogą od tego wyboru zależeć! Na bardziej zaawansowanym poziomie użyteczny jest też ogólniejszy punkt widzenia, w którym obiektem „kwantowanym” jest odwzorowanie pewnej rozmaitości (czasoprzestrzeni Minkowskiego lub innej, np. przestrzeni Euklidesowej) w sensie matematycznym w pewną inną rozmaitość, po angielsku zwaną *target space*; pola takie jak φ są wtedy po prostu układem współrzędnych na tej drugiej rozmaitości i, przy pewnych założeniach co do analityczności, wszystkie wnioski fizyczne otrzymywane z teorii nie powinny zależeć od wyboru tych zmiennych, nawet jeśli nowe ze starymi są związane nieliniowo. Prawda ta jest znana specjalistom od lagrangianów efektywnych już od ponad pół wieku, ale do podręczników się jeszcze nie przebiła...

17. W nierelatywistycznych teoriach pola, kiedy nieprowadzące do rozbieżności oddziaływanie nielokalne przestrzennie zastąpi się (jest to istota operowania teorią efektywnymi, pozwalającymi znacznie uprościć i usystematyzować różne obliczenia) oddziaływaniami lokalnymi płacąc za to cenę w postaci konieczności przeprowadzenia renormalizacji, takie obciążenie wystarczy nałożyć na trójpędy odpowiadające zamkniętym pętlom diagramów, co czyni ten zabieg bardziej „fizycznym”. W relatywistycznych teoriach obciążenie musi być nałożone na czteropędy, aby łatwiej było kontrolować współzmienniczość względem przekształceń Poincarégo, choć w zasadzie powinno być możliwe nałożenie obciążenia na same trójpędy.

kinematycznych należy traktować jak różne wielkości, więc każdy element macierzy S to w zasadzie nieskończenie wiele wielkości obserwowalnych, czy – choć to bardziej dotyczy teorii nierelatywistycznych układów wielu cząstek – energie różnych stanów stacjonarnych układu (zwłaszcza energia jego stanu podstawowego). Otrzymane na te wielkości wyrażenia zależą od parametrów teorii (które, jak zakładamy, od obciążenia zależą *implicite*) i od obciążenia (jawnie). Następnie należy wybrać tyle wielkości fizycznych, ile jest parametrów teorii¹⁸ i wyrazić przez nie parametry, odwracając otrzymane związki funkcyjne. Ostatni krok, to wyrażenie w pozostałych obliczonych i interesujących nas mierzalnych wielkościach fizycznych (gołych) parametrów teorii przez te wybrane obserwowalne. Cud, jaki wtedy się zdarza (zwykle techniczne rozważania związane z dowodem tego faktu przesłaniają fizyczną istotę sprawy, jak to zgrabnie ujmuje Alfred Brian Pippard wywód staje się *formally intelligible, yet meaningless in terms of physical reality...*), polega na tym, że w otrzymanych wyrażeniach można już przejść do granicy $\Lambda \rightarrow \infty$, czy $\epsilon \rightarrow 0$ – granica jest skończona. Mówiąc wprost, cała tajemnica renormalizacji polega na wyrażeniu jednych wielkości mierzalnych przez zestaw innych wybranych wielkości mierzalnych. Można ją obudować ideologią argumentując, że rozpatrywane w zwykłej praktyce teorie pola (te renormalizowalne i te nierenormalizowalne też, gdyż teorie nierenormalizowalne nie są mniej renormalizowalne niż teorie renormalizowalne) są zawsze tylko teoriami efektywnymi i ich zakres stosowalności obejmuje jedynie zjawiska, których charakterystyczne energie nie przekraczają pewnej skali, w związku z czym wprowadzenie obciążenia (bardziej typu Λ niż typu wymiarowego) jest dobrze uzasadnione fizycznie; kompletna teoria fundamentalna, która zapewne jest skończona i ma niewiele parametrów (optymalnie jeden wymiarowy) zapewne pozwoliłaby wyznaczyć wszystkie wielkości mierzalne

18. Nie przeprowadzam tu tradycyjnego podziału kwantowych teorii pola na renormalizowalne i nierenormalizowalne, ponieważ wspólnie nie ma on takiego fundamentalnego znaczenia, jakie przypisywano mu dawniej (uważano, że sens mają tylko teorie renormalizowalne). Różnica polega na tym, że liczba parametrów teorii renormalizowalnych jest skończona (np. Model Standardowy ma ich 18, jeśli traktować neutrino jako bezmasowe i pominąć parametr związany z teoretycznie możliwym łamaniem symetrii CP przez oddziaływanie silne), a teorii nierenormalizowalnych przeliczalnie nieskończona. W tych drugich zwykle daje się jednak sformułować pewne reguły (fizycznie dobrze uzasadnione) pozwalające w danym rzędzie dysonowskiego rozwinięcia uwzględnić tylko skończoną liczbę parametrów. Zabawne jest to, że przesłanki, jakimi kierowano się dążąc do sformułowania Modelu Standardowego, tj. chęć zbudowania teorii renormalizowalnej, były, z dzisiejszej perspektywy, mało uzasadnione, mimo to skonstruowana teoria jest dziś najdokładniejszą z teorii fizycznych!

jako skończone ich funkcje, a także, jeśli wolimy się posługiwać „niskoenergetyczną” efektywną teorią pola, wyznaczyłaby parametry teże jako funkcje obciążenia; skoro jednak teorii fundamentalnej nie znamy, wypada się kontentować tym, że możemy wyeliminować nieznanne parametry teorii efektywnej, parametryzując jedne wielkości mierzalne przy niskich energiach za pomocą innych. Jest to w zasadzie fundament tego, co pozwala uprawiać fizykę, czyli tego, że (jak już wspominałem) świat zjawisk fizycznych dzieli się naturalnie na „warstwy” charakteryzujące się dobrze określonymi zakresami energii.

Od strony technicznej odwracanie związków funkcyjnych, by wyrazić parametry przez wybrane obserwabla, jest trudne, zatem wygodnie jest, zwłaszcza przy stosowaniu dysonowskiego rachunku zaburzeń, posłużyć się techniką kontrczłonów. Polega to na rozbiciu (*implicite* zależnych od obciążenia) parametrów na część skończoną (od obciążenia niezależną) i kontrczłon właśnie,¹⁹ tj. na napisaniu $M^2 = M_R^2 + \delta^{(1)}M^2 + \delta^{(2)}M^2 + \dots$, $\lambda = \lambda_R + \delta^{(1)}\lambda + \delta^{(2)}\lambda + \dots$ i dobieraniu zależnych od obciążenia kontrczłonów $\delta^{(1)}M^2$, $\delta^{(1)}\lambda$ itd. rząd po rzędzie w rozwinięciu w taki sposób, by parametry z dopiskiem $_R$ były zawsze tożsame (jeśli to możliwe, bo nie zawsze jest) z jakimiś mierzalnymi wielkościami (np. mierzoną masą fizycznej cząstki, wartością amplitudy jakiegoś procesu w wybranym punkcie kinematycznym itp.), którymi chcemy parametryzować inne przewidywane przez teorię wielkości. Można też wtedy postępować jeszcze ogólniej i wyznaczać w kolejnych rzędach rachunku zaburzeń kolejne kontrczłony narzucając jakieś ustalone warunki, które mogą, ale nie muszą mieć bezpośredniego związku z wielkościami mierzalnym (np. przy regularyzacji wymiarowej zażądać, by kontrczłony kasowały tylko bieguny w ϵ – nazywa się to schematem *minimalnego odjęcia*). Wszystkie obliczane wielkości mierzalne stają się wtedy (być może skomplikowanymi) funkcjami skończonych *zrenormalizowanych* parametrów z dopiskiem $_R$, których wartości liczbowe można teraz dopasować („dostroić”) by otrzymać zgodność z mierzonymi akurat wielkościami; pozostałe wyznaczone wielkości są wtedy przewidywaniami teorii. Wreszcie, wprowadzając do rozbicia parametrów gołych na parametry zrenor-

malizowane i kontrczłony sztuczny parametr, nazwijmy go sugestywnie μ (regularyzacja wymiarowa z konieczności wprowadza taki parametr i ma on sens pewnej charakterystycznej energii), od którego (na mocy konstrukcji!) przewidywania teorii zależeć nie mogą (co oznacza, że przy dopasowywaniu wartości parametrów z dopiskiem $_R$ tak, by otrzymać zgodność z wybranymi wielkościami mierzalnymi, liczbowe wartości tych parametrów zależą od ustalonej w zasadzie arbitralnie wartości μ – parametry te stają się *implicite* funkcjami μ – można dowolność wyboru μ wykorzystać) i na tym bazują niektóre (nie wszystkie) metody grupy renormalizacji (używane np. we wspomnianym na wstępie zastosowaniu metod teorii pola do obliczania charakterystyk zjawisk krytycznych) pozwalające np. w obliczeniach prowadzonych w ramach rachunku zaburzeń, sumować całe klasy przyczynków do obliczanych wielkości. Powinno być jednak oczywiste, że różne te możliwości są tylko różnymi praktycznymi sposobami realizacji tej samej idei renormalizacji, której istotą jest wyrażenie (z pomocą teorii) jednych wielkości mierzalnych przez inne, a wprowadzenie kontrczłonów jest tylko pewnym chwytym technicznym.

Wróćmy teraz do problemu, jak, mając daną kwantową teorię pola sformułowaną jako teoria pól, wyznaczyć wielkości mierzalne takie jak masy (ubranych) cząstek i amplitudy procesów (elementy macierzy S)? Jeśli jest to możliwe (co okazuje się „w praniu”), to można zrealizować już omówiony schemat wykorzystujący silne założenie odpowiedniości jeden do jednego stanów własnych swobodnej części H_0 hamiltonianu i hamiltonianu pełnego H . Założenie o identycznych energiach tych stanów oznacza, że rozbicie M^2 na M_R^2 i kontrczłony trzeba wtedy przeprowadzić w taki sposób, by masa ubranej cząstki (stany *in* i *out* H reprezentują asymptotyczne stany takich cząstek w procesach rozproszonych) była tożsama z parametrem M_R , tzn. dzielimy H na H_0 i oddziaływanie tak, by stany własne H_0 miały interpretację (w sensie już omówionym) swobodnych cząstek o masach M_R , a kontrczłony trzeba tak dobierać, aby (zobacz dalej) bieguny proste dwupunktowych funkcji Greena heisenbergowskich operatorów pola wypadały w $p^2 \equiv p_0^2 - \mathbf{p}^2 = M_R^2$. Jak jednak otrzymać residuum tego bieguna równe i (dla prostoty mam tu na myśli pole skalarne i cząstkę bezspinową, bowiem gdy cząstka ma niezerowy spin, residuum to ma postać czynnika i mnożącego iloczyn tensorowy takich funkcji, jak te występujące w wypisanym wcześniej rozkładzie typowego operatora pola w obrazie oddziaływania), jak tego wymaga założona odpowiedniość stanów *in* i *out* oraz stanów własnych H_0 ? To właśnie wymaga przejścia do przeskalowanych zmiennych polowych. Istotnie, jeśli residuum bieguna prostego dwupunktowej funkcji Greena

19. Kontrczłonami nazywa się także (i w tym właśnie sensie użyłem tego terminu wcześniej) całe człony oddziaływania, w których występują czynniki $\delta^{(k)}M^2$, $\delta^{(l)}\lambda$ i, jeśli używa się przeskalowanych pól, $\delta^{(i)}Z$. Zauważmy też, że użyta tu wcześniej uświęcona głupia tradycją (*because such is the power of tradition* jak gdzieś napisał Weinberg tłumacząc, dlaczego astronomowie używają jakichś nienormalnych jednostek) „multiplikatywna” notacja jest mało sensowna; jeśli są np. dwie stałe sprzężenia, to może się okazać, że „stała renormalizacyjna” Z_λ w iloczynie $Z_\lambda\lambda_R$ będzie miała składniki odwrotnie proporcjonalne do λ_R .

operatora $\hat{\phi}^H$ jest równe $iZ\varphi$, to residuum operatora $\hat{\phi}_R^H = Z^{-1/2}\hat{\phi}^H$ będzie równe $iZ\varphi$ i stałą Z (a właściwie, w rachunku zaburzeń, kontrczłon w jej rozbięciu na $Z = 1 + \delta^{(1)}Z + \dots$) można tak dobrać (dobierać rząd po rządzie w rachunku zaburzeń), by residuum było takie, jak tego wymaga założona odpowiedniość stanów H i H_0 . Tak więc korzystanie ze schematu zakładającego ścisłą odpowiedniość stanów *in* i *out* oraz stanów własnych H_0 wymusza posłużenie się bardzo szczególnym wyborem zmiennych kanonicznych (czasem te zmienne nazywa się unormowanymi „fizycznie”, a cały schemat renormalizacji – schematem „na powłoce masy”). W istocie jednak, schematu tego nie trzeba się trzymać (jak już wspomniałem, jego wyróżniona rola ma po prostu historyczne pochodzenie, ale nie daje się on zastosować w każdej teorii i do każdego pola), a przeskalowywanie zmiennych polowych jest tylko kwestią wygody rachunkowej. Zwykle dąży się do tego, by skończone były same funkcje Greena (choć zawarta jest w nich informacja o wielkościach mierzalnych (zobacz dalej), same one nie są wielkościami bezpośrednio mierzalnymi i przy usuwaniu obciążenia nie muszą być skończone) i to z tego właśnie powodu wykorzystuje się przeskalowane pola.²⁰ Pozostawia to jednak wciąż sporą dowolność w wyborze zmiennych kanonicznych, czyli w wyborze czynników skalujących typu²¹ Z (jedyne warunki, jaki się na nie wtedy nakłada, to zapewnienie kasowania rozbieżności). Przeskalowanie pól występujących w działaniu może (choć nie musi!) służyć do uczynienia skończonymi ich funkcji Greena, więc uczący się kwantowej teorii pola z typowego wykładu lub podręcznika na ogół wyno-

20. Niemalą rolę odgrywa tu fakt, że przeprowadzając ścisłe dowody, iż procedura renormalizacji działa, wygodniej jest pokazywać, że czyni ona skończonymi właśnie funkcje Greena. Rzecz jasna, matematyk cieszy się z tego, że można udowodnić, iż wprowadzenie do działania odpowiednich kontrczłonów pozwala wyeliminować nieskończoność z funkcji Greena (nie jest to trywialne, trzeba bowiem pokazać, że systematyczne uwzględnianie kontrczłonów już wyznaczonych w niższych rzędach rozwinięcia perturbacyjnego eliminuje możliwość powstawania w następnych rzędach rozbieżności mających charakter nielokalny i przez to niemożliwych do usunięcia przez dopisywanie kolejnych lokalnych kontrczłonów); jednak poprzestanie na tym nie może być satysfakcjonujące dla fizyka. Zgłębiając takie renomowane podręczniki jak Itzyksona i Zuber, autorów o jawnie matematycznych inklinacjach, jasno widzi się, iż matematyk zawsze dąży do wypreparowania z problemu fizycznego „zgrabnego kawałka”, który można ująć w matematyczne „hieroglify”, sformalizować i ewentualnie podać jego rozwiązanie (niechby i tylko do wód jego istnienia!), ale mało go zwykle obchodzi sens fizyczny uzyskanych wyników i ich rola w bardziej całościowym obrazie świata fizycznego.

21. Jeśli występuje kilka pól o takich samych liczbach kwantowych, to w ogólności różne przeskalowane zmienne polowe są jedne z drugimi powiązane macierzowymi czynnikami Z : $\varphi_i = (Z^{1/2})_{ij}\varphi_j^R$.

szą wrażenie, że zrenormalizowane pola są jakoś „lepsze”, ale zarazem nie są „kanoniczne”. Jest to całkowicie błędne i częściowo odpowiedzialna za to jest niefortunna terminologia, tj. nazywanie jednych zmiennych kanonicznymi²² a innych zrenormalizowanymi. Tymczasem wszystkie one są tak samo „kanoniczne” i powinny być traktowane równoprawnie. Trzeba przy tym pamiętać, że zgodnie z regułami kwantowania związki komutacyjne (lub antykomutacyjne) narzuca się na zmienne i pędy kanonicznie z nimi sprzężone (a nie na zmienne i ich pochodne czasowe!). Gdy w gęstości lagrangianu rzeczywistego pola skalarnego wyraz z pochodnymi ma współczynnik $1/2$ (ten niby „kanoniczny”), to pędem sprzężonym z φ jest $\Pi = \partial_0\varphi$ i po przejściu do operatorów (czyli po kwantyzacji) równoczesowy związek komutacyjny (spełniany przez operatory w obrazie Heisenberga) ma postać $[\hat{\phi}(t, \mathbf{x}), \partial_0\hat{\phi}(t, \mathbf{x}')] = i\delta^{(3)}(\mathbf{x} - \mathbf{x}')$. Jeśli jednak wybraną zmienną jest $\varphi_R = Z^{-1/2}\varphi$, to pędem sprzężonym z φ_R jest $Z\partial_0\varphi$ i równoczesowy związek komutacyjny przybiera postać $[\hat{\phi}_R^H(t, \mathbf{x}), \partial_0\hat{\phi}_R^H(t, \mathbf{x}')] = iZ^{-1}\delta^{(3)}(\mathbf{x} - \mathbf{x}')$. Unieważnia to spotykane gdzieś stwierdzenie, że operatory zrenormalizowane nie spełniają jakoby kanonicznych związków komutacyjnych.²³

Jeszcze raz należy tu podkreślić, iż do uczynienia skończonymi amplitud procesów elastycznego i nieelastycznego rozpraszania (czyli elementów macierzy S) oraz mas „fizycznych” (ubranych) cząstek wystarcza renormalizacja samych parametrów teorii (rozumiana tak, jak to przedstawiłem wcześniej). Oprócz amplitud procesów i mas, tylko dzięki tej renormalizacji skończone są też odnoszące się do układu wielkości termodynamiczne, takie jak potencjał Ω wielkiego zespołu kanonicznego, potencjały chemiczne czy energia swobodna F układu²⁴ obliczane za pomocą formalizmu z urojonym czasem, a także elementy macierzowe pomiędzy stanami *in* i/lub *out* pewnych szczególnych operatorów zbudowanych z operatorów pól elementarnych, tzn. tych pól, przez które wyrażone jest działanie.²⁵ Tymi wyróżnionymi

22. Często mówi się, że są one „kanoniczne”, ponieważ wyraz z pochodnymi w gęstości lagrangianu ma kanoniczny współczynnik ($1/2$ w przypadku rzeczywistego pola skalarnego) – jest to, oczywiście, tłumaczenie nie mające żadnej merytorycznej wartości...

23. Dla przejrzystości związku te należy zawsze pisać w postaci $[\hat{\phi}_R^H(t, \mathbf{x}), \hat{\Pi}_R^H(t, \mathbf{x}')] = i\delta^{(3)}(\mathbf{x} - \mathbf{x}')$.

24. Widać to szczególnie dobrze przy obliczeniach wykonywanych w ramach nierelatywistycznych teorii pola stanowiących teorie efektywne układów wielu nierelatywistycznych cząstek.

25. Skończoność wartości oczekiwanych w stanie próżni tych operatorów wymaga renormalizacji jeszcze jednego parametru działania, jakim jest tzw. stała kosmologiczna, czyli po prostu stały, niezależny od pól wyraz w działaniu klasycznym lub (po kwantyzacji) addytywna stała w hamiltonianie.

operatorami są: tensor energii-pędu²⁶ $T^{\mu\nu}$ – prąd Noether symetrii względem czasoprzestrzennych translacji układu, tensor $M^{\mu\nu\kappa}$ – prąd Noether symetrii względem przekształceń Lorentza oraz operatory prądów Noether symetrii (ściślych lub spontanicznie naruszonych) wewnętrznych. Wiąże się to tym, że całki po całej przestrzeni z $T^{0\nu}$ i $M^{0\nu\kappa}$ są klasycznie wielkościami mierzalnymi i zachowują ten sam charakter w teorii kwantowej jako generatory odpowiednich symetrii, dlatego skończone muszą być elementy między stanami własnymi pełnego hamiltonianu (ale oczywiście nie same ich funkcje Greena, elementy macierzowe z funkcji Greena otrzymuje się bowiem dopiero przez procedurę LSZ – zob. dalej) odpowiadających im w teorii kwantowej operatorów.²⁷ Podobnie, całki z czasowych składowych prądów Noether symetrii wewnętrznych układu pól stają się w teorii kwantowej operatorami związanymi z tymi symetriami zachowanych ładunków i ich elementy macierzowe między stanami fizycznymi są wobec tego także skończone.²⁸ W szczególności w przypadku symetrii naruszonych spontanicznie, skończone (po renormalizacji parametrów) są elementy macierzowe prądów Noether związanych z generatorami spontanicznie naruszonych symetrii pomiędzy stanem podstawowym H (próżnią) i stanem pojedynczego bezmasowego bozonu Goldstone’a odpowiadającego temu generatorowi. Bardziej subtelna jest skończoność analogicznych elementów macierzowych prądów Noether symetrii, które są naruszone spontanicznie i zarazem jawnie [np. w chromodynamice kwantowej elementy macierzowe prądów aksjalnych pomiędzy stanem podstawowym teorii i stanami pojedynczych mezonów π będących wskutek zarówno jawnego

26. Mogą tu wystąpić pewne subtelności: np. elementy macierzowe pomiędzy stanami *in* lub *out* najprostszego tensora energii-pędu rozpatrywanego tu w charakterze przykładu teorii pojedynczego pola skalarnego nie są skończone; wiadomo jednak, że tensory $T^{\mu\nu}$ i $M^{\mu\nu\kappa}$ można zawsze zmodyfikować (nie zmieniając przy tym mających sens wielkości fizycznych całek po całej przestrzeni z $T^{0\nu}$ i $M^{0\nu\kappa}$) i, jak można pokazać, elementy macierzowe odpowiednio zmodyfikowanego tensora energii-pędu będą już, dzięki renormalizacji parametrów, skończone (we wszystkich rzędach rachunku zaburzeń).

27. Należy tu jeszcze zastrzec, że w niektórych przypadkach występują tzw. anomalie: prądy Noether wszystkich symetrii klasycznej teorii czasem nie mogą być w teorii kwantowej jednocześnie zachowane i trzeba dokonać arbitralnego wyboru (tzn. można skonstruować różne teorie kwantowe odpowiadające tej samej teorii klasycznej), które z nich mają w teorii kwantowej być zachowane. (Jeśli jest to teoria z cechowaniem, zachowane muszą być prądy symetrii cechowania, gdyż inaczej teoria byłaby matematycznie niespójna.) Elementy macierzowe prądów Noether związanych z anomalnymi symetriami nie muszą być prawdopodobnie skończone, choć na ten temat nie znalazłem żadnych stwierdzeń w literaturze – być może dlatego, że jest to jedno z naturalnych pytań, na które wskutek bałamutnego przedstawiania przedmiotu nie zwrócono uwagi...

(z powodu niezerowych gołych mas kwarków), jak i spontanicznego (z powodu struktury stanu podstawowego) naruszenia związanych z tymi prądami symetrii chiralnych pseudobozonami Goldstone’a], są one skończone tylko wtedy, gdy jawne naruszenie symetrii jest „miękkie” tzn. tylko przez występujące w Hamiltonianie operatory wymiaru niższego niż cztery.²⁹

Odrębną sprawą jest wspomniana czasem w podręcznikach, zwykle bez wyjaśnienia jaka jest fizyczna rola tych obiektów, renormalizacja operatorów złożonych (tj. operatorów zbudowanych z iloczynów kilku operatorów pola i, być może, ich pochodnych, wziętych w tym samym punkcie czasoprzestrzeni), przez co rozumie się zapewnienie skończoności funkcji Greena, w których te operatory występują (na ogół jeden taki oprócz operatorów pól elementarnych). Nie jest to konieczne do otrzymania elementów macierzy S ; rzeczywiście przy wyznaczaniu tychże można bowiem użyć funkcji Greena dowolnych (także złożonych) i to wielu w tej samej funkcji Greena, operatorów (zobacz dalej), a funkcje Greena, jak już wspominałem same nie mają sensu fizycznego i wobec tego nie muszą być skończone. Chodzi o to, że gdy oddziaływanie jest tak silne, iż niemożliwe jest zastosowanie rachunku zaburzeń do bezpośredniego obliczenia całego elementu macierzy S odpowiadającego jakiemuś interesującemu nas procesowi, który charakteryzuje się dwiema bardzo różnymi skalami energii, np. małą nie-

28. Jest jednak istotna różnica między prądami Noether symetrii globalnych i prądami symetrii cechowania, takimi jak (zachowany) prąd symetrii $U(1)$ w elektrodynamice kwantowej, ponieważ do tych drugich sprzęgają się pola cechowania, elementy macierzowe operatorów samych tych prądów nie są (wbrew temu co można wyczytać w wielu podręcznikach) skończone, gdyż operatory te mieszają się z operatorem skonstruowanym z pól cechowania (będącym jednak pełną czterodwójką). Skończone są tylko elementy macierzowe całek po przestrzeni czasowych składowych tych prądów, ponieważ są one mierzalnymi ładunkami. W przypadku symetrii globalnych i czasoprzestrzennych skończone są także elementy macierzowe samych prądów, a co więcej ich elementy diagonalne nie zmieniają się w kolejnych rzędach rachunku zaburzeń (poprawki wyższego rzędu do tych elementów znikają, czyli, jak to się dawniej niezbyt precyzyjnie mówiło *zachowane prądy się nie renormalizują*); to właśnie było istotą hipotezy CVC (ang. *conserved vector currents*) wysuniętej przez Feynmana w celu wyjaśnienia mierzonych w procesach rozpadów beta jąder wartości elementów macierzowych wektorowych części prądów słabych, które Feynman śmiało utożsamiał z prądami Noether symetrii izospinowej.

29. Chodzi np. o wzór

$$\langle \Omega | \bar{\psi}^H \gamma^\mu \gamma^5 T^a \psi^H(0) | \pi^b(\mathbf{p}) \rangle \equiv \langle \Omega | J_5^a(0) | \pi^b(\mathbf{p}) \rangle = \delta^{ab} f_\pi p^\mu,$$

z pomocą którego, zwykle bezrefleksyjnie, definiuje się mierzalną „stałą rozpadu pionu” f_π . W żadnym podręczniku nie natknąłem się na wyjaśnienie, dlaczego taki element macierzowy miałby definiować skończoną wielkość f_π ...

zmienniczą masą hadronu początkowego i dużym przekazem pędu od leptonu zderzającego się z tym hadronem, można, gdy teoria, tak jak chromodynamika kwantowa, ma właściwość *asymptotycznej swobody*,³⁰ podzielić obliczanie odpowiedniej funkcji Greena (z której ów element macierzy S można otrzymać) na część „twardą”, dającą się obliczać za pomocą rachunku zaburzeń i drugą „nieperturbacyjną”, która właśnie jest elementem macierzowym jakiegoś operatora złożonego między hadronowym stanem początkowym (*in*) i końcowym (*out*). Taki element macierzowy parametryzuje się „fenomenologicznie” (i jego wartość wyznacza np. z innych procesów, których amplitudy można przezeń wyrazić), ale by to miało sens, musi on być skończony. W tym to właśnie celu wprowadza się „zrenormalizowane” operatory złożone, które są po prostu kombinacjami liniowymi innych operatorów złożonych z tak dobranymi (zależnymi od obciążenia) współczynnikami, że ich funkcje Greena z polami elementarnymi są skończone (po odpowiednim przeskalowaniu tychże pól elementarnych). Gwarantuje to, że skończony byłby (w zasadzie, ponieważ do tego rachunku nie można użyć rachunku zaburzeń) element macierzowy tego „zrenormalizowanego operatora złożonego” otrzymany za pomocą procedury LSZ z funkcji Greena tego operatora i operatorów (niekoniecznie elementarnych) odpowiednich dla otrzymania hadronowych stanów *in* i *out* badanego procesu.

Na zakończenie tych uwag o renormalizacji trzeba jeszcze dodać, że konsekwentne traktowanie przeska-

wanych polowych zmiennych jak pełnoprawnych zmiennych kanonicznych jest często przyjmowane z niedowierzaniem, ponieważ prowadzi do hamiltonianu, który wygląda „niekowariantnie” (czyli w powszechnym odczuciu „dziwnie”, tak jakby hamiltonian w ogóle mógł wyglądać kowariantnie!). Istotnie, gęstość hamiltonianu rozpatrywanej tu w charakterze przykładu teorii ma wtedy postać

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2}Z^{-1}\Pi^2 + \frac{1}{2}Z\nabla\varphi\cdot\nabla\varphi + \frac{1}{2}ZM^2\varphi^2 + \frac{\lambda}{4!}Z^2\varphi^4,$$

i jego „dziwność” („niekowariantność”) polega na tym, że w członie zależnym od kanonicznego pędu Π stoi Z^{-1} a nie Z , jak w wyrazie z pochodnymi przestrzennymi. To właśnie jest jednak konieczne! Po wydzieleniu H_0 i przejściu do obrazu oddziaływania, w operatorze oddziaływania wystąpi dzięki temu zarówno „kowariantny” kontrczłon $\partial_\mu\varphi^I\partial^\mu\varphi^I$ ze współczynnikiem $Z-1 = \delta^{(1)}Z + \dots$, jak i „niekowariantny” $\partial_0\varphi^I\partial_0\varphi^I$ (z odpowiednim współczynnikiem); współczynniki te są ze sobą jednoznacznie związane, gdyż biorą się z rozwinięcia tego samego czynnika Z). Przy obliczaniu amplitud, czy funkcji Greena wykorzystującym rozwinięcie dysonowskie i twierdzenie Wicka, w wickowskich zwiężeniach operatorów $\partial_\mu\varphi^I$ pochodzących z pierwszego rodzaju kontrczłonów wystąpią człony niekowariantne. Obecne w oddziaływaniu człony $\partial_0\varphi^I\partial_0\varphi^I$ są właśnie konieczne, by znosić te niekowariantne przyczynki. Procedura kanoniczna działa sensownie i świadomość takich niuansów upewnia nas o poprawności całego formalizmu.

*cdn.*³¹

30. Tłumaczyłem tę właściwość przy okazji omawiania Nagrody Nobla 2004 dla D. Grossa, D.H. Politzera i F. Wilczka (*Postępy Fizyki* 56 (1)4 (2005)).

31. Kontakt z autorem: Piotr.Chankowski@fuw.edu.pl

Mikrofizyka chmur

Cloud microphysics

Hanna Pawłowska*

Instytut Geofizyki, Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski

Abstrakt. Mikrofizyka chmur zajmuje się opisem powstawania i ewolucji cząstek tworzących chmurę. W niniejszym artykule omówiono podstawowe procesy mikrofizyczne zachodzące w tzw. ciepłych chmurach, czyli takich, w których nieobecna jest faza lodowa. Reprezentacja tych procesów w numerycznych modelach chmur jest wyzwaniem ze względu na ogrom cząstek tworzących chmurę, w jednym metrze sześciennym powietrza bowiem znajduje się około 10^8 cząstek. Ich rozmiary i rozkład w przestrzeni mają bezpośredni wpływ na własności radiacyjne chmur, a zatem na bilans promieniowania w atmosferze, który z kolei jest najważniejszym czynnikiem kształtującym klimat. Najnowszy sposób opisu mikrofizyki chmur w modelach numerycznych wykorzystuje koncepcję superkropelki. W artykule przedstawiono podstawowe założenia metody superkropelki wraz z argumentacją wskazującą, że jest to aktualnie najbardziej kompleksowy opis mikrofizyki chmur.

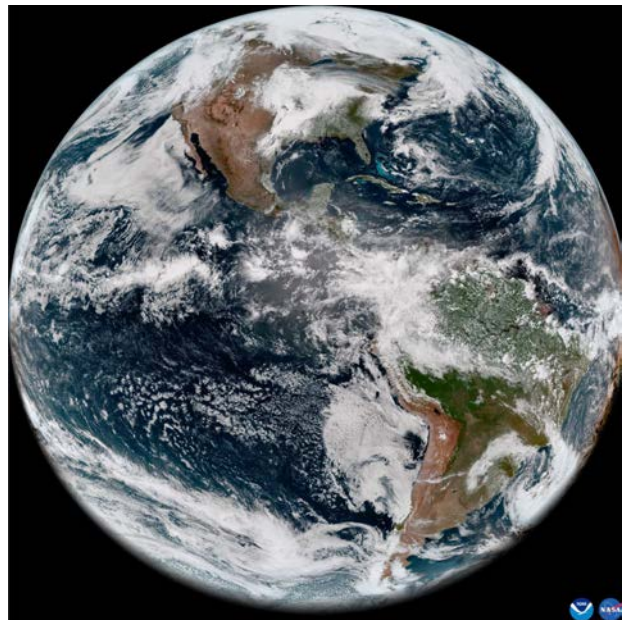
Słowa kluczowe: chmury, mikrofizyka chmur, modelowanie chmur, superkropelki

Abstract. Cloud microphysics addresses description of formation and evolution of cloud particles. In this paper we describe basic microphysical processes in the so-called warm clouds, i.e., those void of ice. Representation of microphysics in numerical models is challenging because of the myriad of cloud particles – in one cubic meter there is approximately 10^8 cloud particles. Their sizes and spatial distribution define cloud radiative properties, and therefore radiative budget; which is the main element governing climate. The latest way to report microphysics in numerical models is based on a so-called superdroplet method. In this paper the main assumption of this method is presented along with the argument that it is the most complex, up-to date cloud microphysics description.

Keywords: clouds, cloud microphysics, cloud modelling, superdroplets

Chmury zawsze fascynowały ludzi. Można podziwiać ich walory estetyczne, kiedy pięknie dekorują niebo. Często są zwiastunem groźnych zjawisk atmosferycznych. Nigdy dotychczas konieczność poznania chmur i procesów w nich zachodzących nie była tak paląca jak obecnie. Działalność człowieka wpływająca na skład atmosfery i zmieniająca własności pokrycia powierzchni ziemi, a co za tym idzie globalny wzrost temperatury, mają ogromne konsekwencje dla klimatu. Chmury uczestniczą w kształtowaniu klimatu poprzez wpływ na transfer energii radiacyjnej, udział w transporcie energii w wyniku ruchów konwekcyjnych oraz pośrednicząc w cyklu obiegu wody w atmosferze. To, jak chmury będą się zmieniały w przekształcającym się klimacie i jaki będzie ich wpływ na klimat, jest przedmiotem zaawansowanych prac naukowych. Prowadzone są one zarówno w ośrodkach zajmujących się modelowaniem klimatu, jak i w tych, w których badane są wybrane procesy chmurowe.

Każdy z nas widzi chmury niemalże codziennie. Jednak zdefiniowanie czy opisanie chmury nie jest takie oczywiste. Na rycinie 1 pokazany jest obraz zachodniej

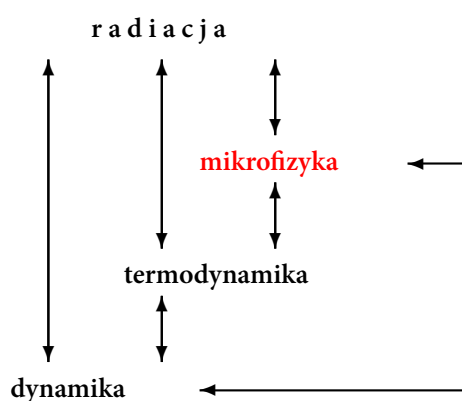


Ryc. 1. Zdjęcie zachodniej półkuli Ziemi (w świetle widzialnym) wykonane 11 maja 2022 roku przez satelitę GOES-T (Geostationary Operational Environmental Satellite-T) (www.nasa.gov/image-feature/earth-from-orbit-noaa-debuts-first-imagery-from-goes-18)

półkuli Ziemi wykonany w świetle widzialnym przez satelitę GOES-T. Chmury są widoczne, ponieważ odbijają promieniowanie widzialne dochodzące ze Słońca.

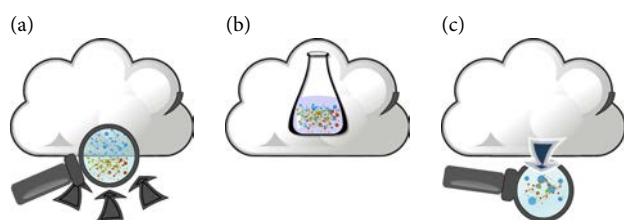
*ORCID: 0000-0002-5345-778X

Różnorodność pól chmurowych odzwierciedla pośrednio dynamiczną strukturę atmosfery. Chmury powstają w wyniku procesów fizycznych związanych z radiacją, dynamiką, termodynamiką i mikrofizyką. Procesy te są w wzajemnie ze sobą powiązane (ryc. 2). Można się spierać, który z procesów jest najbardziej istotny dla zrozumienia zjawiska zwanego chmurą. Niniejszy artykuł przedstawi chmurę z punktu widzenia mikrofizyki. Terminem *mikrofizyka chmur* określamy zarówno opis cząstek (kropelek wody i kryształków lodu), jak i procesów, które wpływają na tworzenie i ewolucję cząstek chmurowych. Procesy te zachodzą w skalach rzędu mikrometrów (10^{-6} m); stąd termin *mikroskala* i *mikrofizyka*.



Ryc. 2. Procesy fizyczne i ich wzajemne reakcje w chmurach

Procesy powstania i ewolucji kropelek chmurowych pokazuje schematycznie ryc. 3. Kroplelki chmurowe tworzą się na aerozolah zwanymi jądrami kondensacji (3a), rosną w chmurze na skutek kondensacji pary wodnej, a następnie w wyniku zderzeń i łączenia się kropelek (3b), po czym krople opadu wypadają z chmury w postaci deszczu (3c).



Ryc. 3. Schematyczne obrazy procesów: (a) powstawania, (b) rozwoju, (c) rozpadu chmury

Jeśli krople deszczu wyparują w warstwie podchmurowej, wówczas jądra kondensacji pozostają w atmosferze. Opad dochodzący do powierzchni ziemi wymywa aerozole z atmosfery. Aerozole tworzące jądra kondensacji są nierozdzielnie związane z chmurami. Uczestniczą w procesie tworzenia kropelek chmurowych i mają bezpośredni wpływ na własności mikrofizyczne chmur. Z kolei procesy zachodzące w chmurze zmieniają własności aerozolu; efekt ten nazywa się często *procesowaniem aerozolu przez chmurę*.

W niniejszym artykule omówione zostaną podstawowe procesy rządzące powstawaniem i ewolucją kropelek chmurowych oraz sposoby opisu mikrofizyki chmur w modelach numerycznych. Większość procesów będzie omawiana na przykładzie chmur konwekcyjnych. Dla zachowania jasności przekazu ograniczymy się do problematyki związanej z tzw. ciepłymi chmurami, czyli zawierającymi wyłącznie krople w fazie ciekłej, a pominiemy procesy związane z różnymi formami lodu.

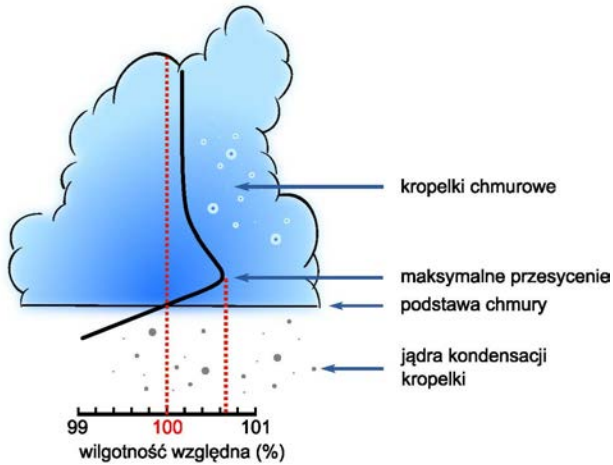
1. Opis procesów powstawania i ewolucji cząstek chmurowych

Aby w powietrzu powstała woda w postaci ciekłej, para wodna musi osiągnąć co najmniej stan nasycenia. Ilość pary wodnej obecnej w powietrzu opisuje się podając wartość nasycenia (inaczej wilgotność względną). W procesie powstawania chmury istotne jest rozważenie bilansu pary wodnej. Wzrost nasycenia pary wodnej może być osiągnięty w wyniku ochładzania związanego ze wznoszeniem (konwekcją) lub wychładzaniem radiacyjnym. Z kolei kondensacja prowadzi do zmniejszenia nasycenia. Zmiany nasycenia w czasie w chmurze konwekcyjnej można zapisać w postaci

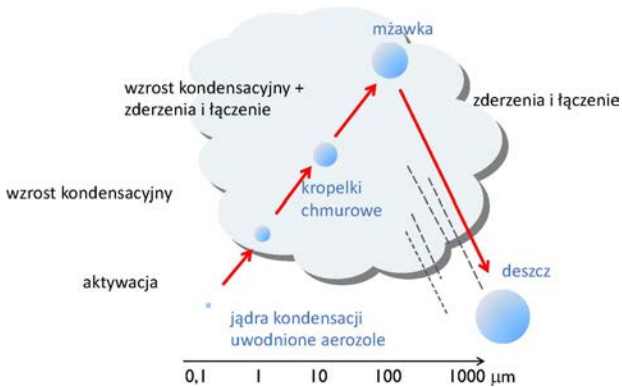
$$\frac{dS}{dt} = Q_1 w - Q_2 \frac{dq_c}{dt}, \quad (1)$$

gdzie Q_1 i Q_2 są zmiennymi termodynamicznymi zależnymi od temperatury i ciśnienia ([6] i w wersji polskiej [5]), w jest prędkością ruchu wznoszącego, dq_c/dt oznacza szybkość kondensacji wyrażoną jako zmiana w czasie masy skroplonej wody w jednostce masy powietrza (q_c). Pierwszy człon po prawej stronie w równaniu (1) nazywa się członem produkcyjnym (P) związanym z ochładzaniem w wyniku rozprężania podczas ruchu pionowego, na skutek czego następuje wzrost nasycenia. Drugi człon zwany członem kondensacyjnym (K) opisuje zmniejszenie się wartości nasycenia w wyniku kondensacji pary wodnej. W chmurze konwekcyjnej w trakcie ruchu pionowego człon produkcyjny (P) początkowo dominuje, a w miarę wzrostu rozmiarów kropelek człon kondensacyjny (K) zaczyna odgrywać coraz większą rolę. Profil nasycenia przedstawiono schematycznie na ryc. 4. Wysokość, na której nasycenie osiąga wartość 100%, uznaje się za podstawę chmury; 15-30 m nad podstawą chmury nasycenie osiąga wartość maksymalną, a następnie spada i utrzymuje się na stałym poziomie lekko przekraczającym 100 %.

W kolejnych rozdziałach omówione zostaną procesy fizyczne odpowiadające za tworzenie się i ewolucję cząstek chmurowych. Rozróżnienie pomiędzy różnymi cząstkami stanowiącymi chmurę wynika z ich rozmiarów oraz procesów fizycznych, którym są poddane



Ryc. 4. Schematyczny obraz zmiany nasycenia pary wodnej w chmurze konwekcyjnej (ilustracja autorstwa Katarzyny Nurowskiej)



Ryc. 5. Schematyczny obraz mikrofizycznych procesów chmurowych; orientacyjne rozmiary cząstek chmurowych

(ryc. 5). Powszechnie stosowana jest następująca terminologia. *Jądra kondensacji* to cząstki aerozolu atmosferycznego, które umożliwiają kondensację pary wodnej w atmosferze, mające rozmiary rzędu 0,1 μm . To na nich powstają *kropelki*. Tylko część kropelek zostaje aktywowana i staje się *kropelkami chmurowymi*, ich typowe rozmiary są rzędu 10 μm . Kropelki chmurowe rosną na skutek kondensacji. Kiedy osiągną większe rozmiary, mogą zacząć zderzać się i łączyć prowadząc do powstania dużo większych *kropelek*, które nazywamy *kroplami mżawki* (rozmiary rzędu 100 μm) oraz *kroplami deszczu* (rozmiary rzędu 1 mm).

1.1. Tworzenie kropelek chmurowych; aktywacja

Kropelki w atmosferze powstają w wyniku *nukleacji*. Nukleacja jest procesem, w trakcie którego pojawia się stabilny element nowej fazy w substancji zawierającej początkowo tylko jedną fazę (np. kropelka wody w polu pary wodnej). W atmosferze realizowana jest nukleacja heterogeniczna. Zachodzi ona w obecności obcej substancji, która zmniejsza barierę potencjału dla nukleacji. Substancje, na których zachodzi nukleacja, nazywane są *jądrami kondensacji*. Nasycenie pary wodnej będącej

w równowadze z kropelką wody o promieniu r , powstałą na jądrze kondensacji, jest inne niż równowagowe ciśnienie nasycenia nad płaską powierzchnią czystej wody, które wynosi 1 (odpowiada to wilgotności względnej równej 100%). Opisywane jest *krzywą Köhlera*

$$S_{eq}(r, r_d, \kappa) = a_w(r, r_d, \kappa) \exp\left(\frac{A(T)}{r}\right). \quad (2)$$

Człon $\exp(A(T)/r)$, zwany *członem Kelvina*, odpowiada za wzrost nasycenia równowagowego nad zakrzywioną powierzchnią, w tym przypadku nad kropelką o promieniu r . Czynniki A zależy od temperatury i dany jest wyrażeniem

$$A(T) = \frac{2\sigma}{R_v T \rho_l}, \quad (3)$$

gdzie σ oznacza napięcie powierzchniowe między fazą ciekłą i gazową, R_v – indywidualną stałą gazową dla pary wodnej, ρ_l – gęstość wody, T – temperaturę.

Człon a_w w równaniu (2) jest *aktywnością*, która zależy od ilości i własności rozpuszczonej substancji (jader kondensacji)

$$a_w(r, r_d, \kappa) = \frac{r^3 - r_d^3}{r^3 - (1 - \kappa)r_d^3}. \quad (4)$$

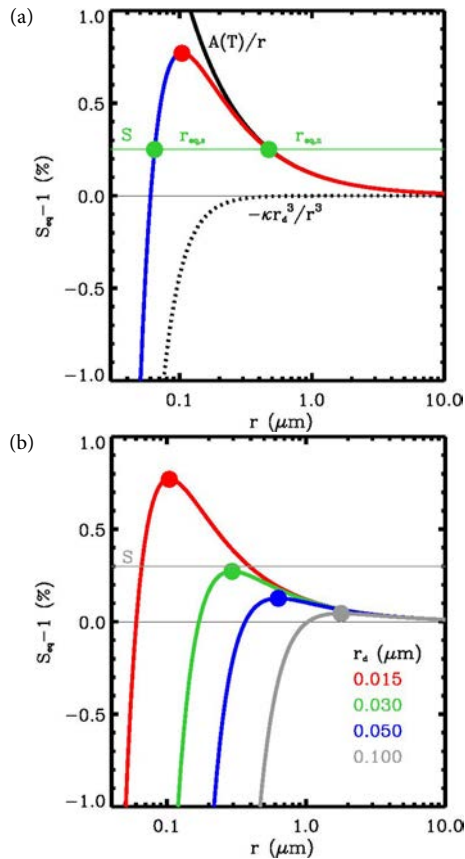
Ilość rozpuszczonej substancji określa się wartością *promienia suchego* r_d , czyli promienia kuli, której masa odpowiada masie jądra kondensacji, na którym tworzy się kropelka. Własności rozpuszczonej substancji opisujące są parametrem higroskopijności κ [3]. Większość substancji obecnych w atmosferze, które mogą służyć za jądra kondensacji, charakteryzuje się wartościami $\kappa > 0,2$. Obecność substancji rozpuszczonej w kropelce zmniejsza wartość nasycenia równowagowego.

Krzywa Köhlera (2) oraz jej składowe (człon Kelvina (3) i aktywność (4) - pokazane są na ryc. 6a. Bardzo często zamiast nasycenia S używa się pojęcia *przesylenia*, $S - 1$, tj. nadwyżki nasycenia ponad stan równowagi dla płaskiej powierzchni czystej wody. Przesylenie najczęściej jest wyrażane w procentach (ryc. 6). Maksimum krzywej Köhlera wyznacza parametry aktywacji – promień aktywacji (r_{act}) i nasycenie aktywacji (S_{act}). Parametry te jest łatwo wyznaczyć, jeśli równanie (2) rozwinie się w szereg (rozwiniecie to jest poprawne dla r niewiele większych niż kilkukrotność r_d)

$$S_{eq}(r, r_d, \kappa) = 1 + \frac{A(T)}{r} - \frac{\kappa r_d^3}{r^3}, \quad (5)$$

$$r_{act} = \sqrt{\frac{3\kappa r_d^3}{A}}, \quad S_{act} = 1 + \sqrt{\frac{4A^3}{27\kappa r_d^3}}. \quad (6)$$

Kropelki o promieniach $r < r_{act}$ znajdują się w równowadze stałej, dla $r > r_{act}$ kropelki są w równowadze chwiejnej. Kropelki o promieniach większych niż ich



Ryc. 6. (a) Krzywa Köhlera (niebieska i czerwona linia). Na osi pionowej pokazane jest przesylenie wyrażone w procentach. Czarna ciągła linia to wkład związany z zakrzywieniem powierzchni kropli (3), linia przerywana obrazuje aktywność (4). Maksimum krzywej Köhlera (oznaczone czerwoną kropką) wyznacza parametry aktywacji: promień aktywacji r_{act} i przesylenie aktywacji $S_{act} - 1$. Niebieskim kolorem oznaczono obszar równowagi stałej, a czerwonym – obszar równowagi chwiejnej (niestabilnej). Rysunek został sporządzony dla następujących wartości parametrów: $T = 273,15$ K, $r_d = 0,015$ μm , $\kappa = 1,28$. (b) Krzywa Köhlera dla różnych wartości promienia suchego; kropkami zaznaczono parametry aktywacji

promień aktywacji, r_{act} , nazywamy *kropelkami chmurowymi*. Fakt przejścia kropelek z reżimu równowagi stałej do reżimu równowagi chwiejnej nazywa się *aktywacją kropelek*. Na rycinie 6b widzimy krzywe Köhlera dla różnych wartości suchego promienia jądra kondensacji i ustalonej wartości parametru higroskopijności κ . Im większy promień suchy, tym nasycenie aktywacji jest mniejsze, a wartość promienia aktywacji jest większa. Dla dużych promieni kropelek wartość nasycenia równowagowego zbiega asymptotycznie do jedynki, czyli wartości nasycenia równowagowego nad płaską powierzchnią czystej wody. Dla kropelek o promieniu większym niż ~ 10 μm można przyjąć, że nasycenie równowagowe jest równe jeden. Nie wszystkie kropelki utworzone na jądrach kondensacji stają się kropelkami chmurowymi. Tylko kropelki, dla których nasycenie aktywacji jest mniejsze lub równe aktualnemu nasyceniu w otoczeniu, ulegają aktywacji i stają się kropelkami chmurowymi. Analizując ryc. 6b można powiedzieć, że jeśli przesylenie w otoczeniu wynosi 0,4%, tylko kropelki utworzone na jądrach kondensacji o promieniach suchych

$r_d \geq 0,3$ μm staną się kropelkami chmurowymi. Widać zatem, że to, co dzieje się z kroplami, zależy zarówno od rozmiarów i rodzaju jąder kondensacji (promień suchy r_d , parametr higroskopijności κ), jak i od warunków nasycenia w otoczeniu. Można wyróżnić trzy charakterystyczne reżimy:

- $S \leq 1$: Jeśli w otoczeniu nasycenie (S) jest mniejsze lub równe 1 (wilgotność względna mniejsza lub równa 100%) istnieje tylko jeden punkt równowagi. Kropelki będące w równowadze z otoczeniem mają taki rozmiar, aby $S_{eq}(r, r_d, \kappa) = S$. Bardzo małe kropelki mogą zatem pozostawać w równowadze z otoczeniem przy wilgotności względnej mniejszej niż 100%; przykładem są kropelki mgły. Kropelki takie nie zmieniają swojego rozmiaru, chyba że wilgotność względna w otoczeniu ulegnie zmianie. Wówczas dostosowują swój rozmiar do zmienionych warunków w otoczeniu. W takich warunkach żadna z kropelek nie stanie się kropelką chmurową.
- $S > S_{act}$: Nasycenie w otoczeniu jest większe niż nasycenie aktywacji ($S > S_{act}$). Niezależnie od rozmiaru kropli ich nasycenie równowagowe jest mniejsze niż nasycenie w otoczeniu; krople będą rosły w wyniku kondensacji.
- $1 < S < S_{act}$: Istnieją dwa punkty równowagi (ryc.6a). $r_{eq,s}$ odpowiada równowadze stałej, $r_{eq,n}$ – równowadze chwiejnej. Krople o rozmiarach $r < r_{eq,s}$ będą rosły w wyniku kondensacji aż do osiągnięcia punktu równowagi stałej ($r = r_{eq,s}$). Krople o rozmiarach $r < r_{eq,n}$ będą parować i dążyć do osiągnięcia punktu równowagi ($r_{eq,s}$), gdyż nasycenie w otoczeniu jest mniejsze niż ich nasycenie równowagowe. Krople o promieniach $r > r_{eq,n}$ będą rosły poprzez kondensację, nawet jeśli nasycenie w otoczeniu pozostanie stałe.

Aktywacja kropelek jest jednym z istotniejszych procesów tworzenia chmury. To ona odpowiada za to, jak duże są kropelki chmurowe oraz ile ich jest. Jest zatem odpowiedzialna za całą mikrofizykę na początkowym etapie tworzenia chmury. Jak ważne jest ustalenie koncentracji i rozmiarów kropelek chmurowych można zilustrować spektakularnymi zdjęciami satelitarnymi, na których widać ślady statków płynących pod cienką warstwą chmur i w miejscach, gdzie statki dostarczyły do atmosfery dodatkowych jąder kondensacji (produkty spalania), chmura jest jaśniejsza, czyli odbija więcej promieniowania słonecznego. Dzieje się tak dlatego, że większa liczba jąder kondensacji skutkuje większą liczbą aktywowanych kropelek chmurowych. Przy tej samej zawartości wody w chmurze rozmiary kropelek będą mniejsze. Taka chmura, często nazywana „chmurą zanieczyszczoną” będzie odbijała więcej widzialnego promieniowania słonecznego.



Ryc. 7. Widoczne ślady statków na Północnym Pacyfiku w dniu 04.03.2009 (Obraz z czujnika MODIS umieszczonego na satelicie NASA <https://svs.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/details.cgi?aid=3667>). Na jednorodnej (na oko) warstwie chmur występują dużo jaśniejsze linie. To ślady statków. Ich produkty spalania to *de facto* jądra kondensacji. Wzdłuż trajektorii statków zwiększona liczba jąder kondensacji pozwala na stworzenie chmury, w której koncentracja kropelek jest większa, a ich rozmiary mniejsze. Taka chmura odbija więcej promieniowania słonecznego, niż chmura o mniejszej liczbie, ale większych kropelek

1.2. Kondensacyjny wzrost kropelek chmurowych

Kropelki utworzone w wyniku nukleacji heterogenicznej rosną na skutek kondensacji pary wodnej. Odległość pomiędzy pojedynczymi kropelkami w chmurze jest co najmniej 10 razy większa niż rozmiar kropelek. Można zatem przyjąć, że obecność sąsiadujących kropelek nie ma wpływu na procesy zachodzące w skali pojedynczej kropelki. Opis wzrostu kondensacyjnego zawiera dwa elementy: dyfuzję pary wodnej w kierunku do kropki oraz przeciwnie skierowaną dyfuzję ciepła uwolnionego w procesie kondensacji. Bardzo dobre analityczne (aczkolwiek przybliżone) rozwiązanie problemu wzrostu kondensacyjnego pojedynczej kropelki w jednorodnym polu pary wodnej opisywane jest równaniem, znanym jako równanie Maxwella–Masona

$$\frac{dr}{dt} = D \frac{S - S_{eq}(r, r_d, \kappa)}{r}, \quad (7)$$

gdzie S – nasycenie pary wodnej w okolicy kropelki, $S_{eq}(r, r_d, \kappa)$ – nasycenie równowagowe nad powierzchnią kropelki (2), D – człon opisujący dyfuzję pary wodnej oraz ciepła zależny od temperatury i stosunkowo słabo od ciśnienia [4, 6]. Jeśli nasycenie w otoczeniu jest większe niż nasycenie równowagowe dla danej kropelki ($S > S_{eq}(r, r_d, \kappa)$) wówczas rośnie ona w wyniku kondensacji, w przeciwnym przypadku zmniejsza swój rozmiar w wyniku parowania.

Rozwiązanie równania (7) jest proste, jeśli zaniebamy fakt, że przesycenie równowagowe dla kropelek (S_{eq}) jest różne od jedynki. Założenie to jest prawdziwe dla kropelek o rozmiarach większych niż ok. 10 μm (ryc. 6b). Przyjmijmy na chwilę, że $S_{eq} = 1$ dla wszystkich aktywowanych kropelek oraz że warunki termodynamiczne nie zmieniają się w czasie (czyli $D = \text{const}$). Wówczas $dr/dt \sim 1/r$ oraz

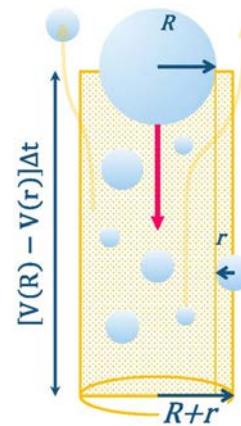
$$r(t) = \sqrt{r_0^2 + 2\xi t}, \quad (8)$$

gdzie r_0 to promień kropki w chwili początkowej, $\xi = D \cdot (S - 1)$. Małe kropelki rosną szybciej niż duże. Im większa kropla, tym szybkość jej wzrostu jest coraz mniejsza. W rezultacie, w wyniku kondensacji rozkład rozmiarów kropelek chmurowych ulega zwężeniu. W rzeczywistości szybkość wzrostu kropelek chmurowych nieco różni się od tego uproszczonego obrazu, jeśli w równaniu (7) uwzględnimy zależność nasycenia równowagowego od wielkości kropelek oraz parametrów opisujących jądra kondensacji, na których powstały krople (promień suchy r_d oraz parametr higroskopijności κ). Ma to bardzo istotne znaczenie dla kropelek mniejszych niż ok. 10 μm .

Zgodnie z (8) czas potrzebny do wzrostu kropli o promieniu 10 μm do rozmiaru typowego dla kropli mżawki (100 μm) lub opadu (ok. 1 mm) wynosi od kilku do kilkunastu godzin. Obserwacje pokazują, że opad w chmurze konwekcyjnej tworzy się dużo szybciej. Jaki jest zatem mechanizm jego powstawania?

1.3. Wzrost kropelek w wyniku zderzeń

Omówimy tu mechanizm zderzeń między kropelkami chmurowymi, który jest głównym procesem prowadzącym do powstania opadu w chmurze, czyli kropelek na tyle dużych, żeby mogły wypaść z chmury i dotrzeć do powierzchni ziemi w postaci opadu.



Ryc. 8. Schemat ilustrujący grawitacyjne zderzenia kropelek. Kolorem żółtym zaznaczono obszar, z którego wymywane są kropelki przez spadającą kroplę o promieniu R . Ze względu na oddziaływania hydrodynamiczne część kropelek z tego obszaru porusza się po trajektoriach (pokazanych żółtymi liniami zakończonymi strzałkami), które pozwalają im uniknąć zderzenia z dużą kroplą

Kropelki chmurowe widziane z daleka wydają się być zawieszony w powietrzu. W rzeczywistości kropelki poruszają się z prędkością zależną od wielu czynników, z których najważniejszym jest ich rozmiar. Prędkość opadania małych kropelek w polu grawitacyjnym jest praktycznie zaniedbywalna. Kropelka o promieniu 10 μm porusza się z prędkością mniejszą niż 1 cm/s. Prędkość ta szybko rośnie i dla kropli o rozmiarze ok. 100 μm osiąga wartość 1 m/s. Aby dwie kropelki mogły się ze

sobą zderzyć, ich względna prędkość opadania musi być niezerowa. Można przyjąć, że dopiero krople o rozmiarach 10-20 μm mogą zacząć się zderzać z praktycznie nieruchomymi mniejszymi kropelkami.

Opis procesu zderzeń i łączenia się kropelek jest skomplikowany. Na rycinie 8 pokazano schematycznie kroplę o promieniu R poruszającą się w powietrzu zawierającym wiele kropelek o mniejszych promieniach r . W jednostce czasu większa kropla będzie mogła się zderzyć z kropelkami, które znajdują się w objętości wyznaczonej przez walec, który ma podstawę o promieniu $R + r$ i wysokość $[V(R) - V(r)] \Delta t$, gdzie $V(R)$ i $V(r)$ oznaczają prędkości poruszania się kropelek odpowiednio o promieniach R i r . Tempo zmiany masy kropli o promieniu R poruszającej się w polu kropelek o jednakowych promieniach r i koncentracji N można opisać równaniem

$$\frac{dM}{dt} = \pi(R+r)^2 [V(R) - V(r)] N \left(\frac{4}{3} \pi r^3 \rho_l \right), \quad (9)$$

gdzie M to masa kropli o promieniu R , ρ_l – gęstość wody, $\pi(R+r)^2 [V(R) - V(r)]$ – objętość walca, z którego w jednostce czasu wymywane są krople (ryc. 8). W rzeczywistości obraz ten jest bardziej skomplikowany. Spadająca kropla generuje przepływ powietrza i na skutek oddziaływań hydrodynamicznych część kropelek znajdujących się w walcu jest „wymieciona” na zewnątrz i nie zderza się z dużą kroplą. Dodatkowo nie każde zderzenie musi skończyć się połączeniem kropelek. Można zdefiniować dwa parametry: wydajność zderzeń i wydajność łączenia się. Parametry te określa się na podstawie eksperymentów laboratoryjnych oraz szczegółowych symulacji numerycznych. Wydajność łączenia się jest szczególnie trudna do określenia. W fizyce chmur przyjmuje się, że wydajność łączenia wynosi jeden, a odstępstwo od jedynki włączone jest w niepewność, z jaką określa się wydajność zderzeń. Objętość walca, z którego wymywane są krople należy zatem pomnożyć przez tak określoną wydajność zderzeń, $E(R, r)$. Otrzymujemy wielkość zwaną jądrem zderzeniowym, które w przypadku zderzeń grawitacyjnych przyjmuje postać

$$K(R, r) = \pi(R+r)^2 [V(R) - V(r)] E(R, r). \quad (10)$$

Im większa różnica rozmiarów kropelek, tym większa jest wartość jądra zderzeniowego. Postać jądra zderzeniowego $K(R, r)$, wyprowadzona dla bardzo prostego przypadku zderzeń grawitacyjnych (ryc. 8 oraz (10)) w wielu zastosowaniach przyjmuje inne formy, które opisują poprawniej zjawisko zderzeń. Analiza różnych jąder zderzeniowych nie jest jednak tematem niniejszego artykułu.

Jeśli w walcu, z którego wymywane są małe krople, rozkład ich rozmiarów określony jest funkcją gęstości rozkładu $n(r)$ taką, że $N = \int n(r) dr$, wówczas równanie

tempa wzrostu masy dużej kropli przyjmuje postać

$$\frac{dM}{dt} = \int \left(\frac{4}{3} \pi r^3 \rho_l \right) K(R, r) n(r) dr. \quad (11)$$

W przeciwieństwie do wzrostu kondensacyjnego kropelek, kiedy to zmianie ulega tylko rozmiar kropelek, w wyniku zderzeń następuje zmiana zarówno rozmiaru, jak i liczby kropelek. Weźmy kroplę o objętości x ($x = 4/3 \pi r^3$). Liczba kropelek o objętości x , $n(x)$, zwiększa się w efekcie zderzenia dwóch kropelek o objętościach $x - y$ oraz y . Jeśli natomiast kropla o objętości x zderzy się z jakąkolwiek inną kroplą, wówczas $n(x)$ zmniejszy się.

Tempo zmiany koncentracji kropelek o objętości x opisane jest równaniem

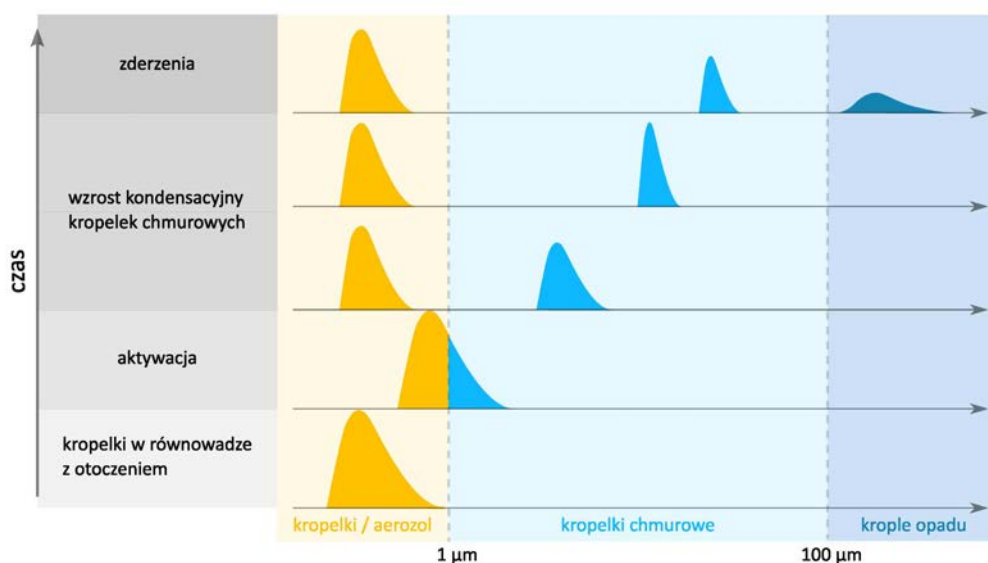
$$\frac{\partial n(x, t)}{\partial t} = \frac{1}{2} \int_0^x n(x-y, t) n(y, t) K(x-y, y) dy - n(x, t) \int_0^\infty n(y, t) K(x, y) dy. \quad (12)$$

W fizyce chmur powyższe równanie nazywane jest równaniem Smoluchowskiego, ponieważ wykorzystano tu stochastyczne równanie koagulacji, które jako pierwszy sformułował Marian Smoluchowski w 1916. Pierwszy człon po prawej stronie opisuje wzrost koncentracji kropelek o objętości x w wyniku zderzenia dwóch kropelek o objętościach $x - y$ i y . Drugi człon po prawej stronie równania opisuje zmniejszenie koncentracji w wyniku zderzeń kropli o objętości x z dowolną inną kroplą. Równanie (12) często błędnie nazywane jest w fizyce chmur równaniem stochastycznym. W rzeczywistości nie ma w nim żadnego elementu stochastycznego. Jest to równanie deterministyczne.

Przedstawiona powyżej metoda opisu wzrostu wynikającego ze zderzeń opisuje zachowanie całej populacji kropelek. Aby opisać, jaki jest efekt zderzenia pojedynczych kropelek, potrzebna byłaby szczegółowa informacja o położeniu kropelek w każdej chwili czasu; wiedza praktycznie niemożliwa do uzyskania.

1.4. Jak szybko powstaje opad

Powyższy opis podstawowych procesów wzrostu kropelek w rzeczywistości nie następuje sekwencyjnie. Na rycinie 9 przedstawiono schematycznie, jak ewoluuje rozkład rozmiarów cząstek uczestniczących w tworzeniu chmury konwekcyjnej. Rycina ta jest dopełnieniem ryc. 5. Początkowo w atmosferze mamy krople, które powstają na aerozolach stanowiących jądra kondensacji. Jądra kondensacji charakteryzują promienie suche, których rozkład rozmiarów określa funkcja $n_a(r_a)$; całkowita liczba jąder kondensacji wynosi N_a . Dla uproszczenia obrazu przyjmijmy, że wszystkie aerozole charakteryzowane są takim samym współczynnikiem higroskopijności κ . W warunkach wilgotności w otoczeniu mniejszej niż 100%, na jądrach

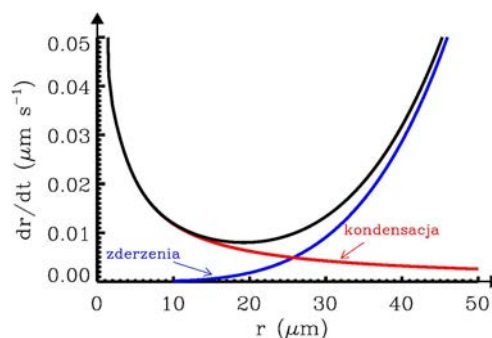


Ryc. 9. Schematyczny obraz ewolucji rozmiarów kropek podzielonych na trzy kategorie: *kropelki* znajdujące się w równowadze z otoczeniem w warunkach nasycenia (wilgotności względnej) mniejszej niż 100%. Część kropek ulega aktywowacji się i staje się *kroplami chmurowymi*. Krople o rozmiarach większych niż 100 µm nazywamy *kroplami opadu* (ilustracja autorstwa Katarzyny Nurowskiej)

kondensacji tworzą się kropelki, które pozostają w równowadze z otoczeniem. Kropelki będą charakteryzowane rozkładem rozmiarów $n(r)$ i całkowitą liczbą N . W miarę wzrostu nasycenia aktywowane są kropelki, dla których nasycenie aktywacji jest mniejsze od nasycenia maksymalnego (ryc. 4). Inne krople pozostaną w stanie równowagi. Kropelki chmurowe charakteryzuje rozkład $n_c(r)$, całkowita liczba N_c oraz zawartość wody ciekłej q_c (masa kropek chmurowych w jednostce objętości powietrza $q_c = \frac{4}{3}\pi\rho_l \int r^3 n(r) dr$). Kropelki chmurowe rosną w wyniku kondensacji. Z uwagi na to, że małe kropelki chmurowe rosną szybciej niż duże, rozkład rozmiarów staje się coraz węższy. Istnieją mechanizmy, które powodują, że niektóre kropelki chmurowe mogą urosnąć szybciej niż pozostałe i wtedy zaczynają się zderzać z tymi mniejszymi. Efektem zderzeń są bardzo szybkie zmiany rozmiarów powstających kropek (masa nowo powstałej kropli jest sumą mas zderzających się kropek). W ten sposób pojawiają się nagle krople o rozmiarach większych niż ok. 100 µm. Opisuje się je podając parametry: $n_r(r)$, N_r i q_r . Podział na kropelki, kropelki chmurowe i krople opadowe jest istotny. Przejście z jednego obszaru do drugiego wyznacza mikrofizyczne parametry chmury. Jak wiemy, obecność jąder kondensacji jest niezbędna. To one oraz wartość maksymalnego nasycenia wytworzonego tuż nad podstawą chmury decydują, ile będzie kropek chmurowych. Drugim krytycznym punktem jest przejście z obszaru kropek chmurowych do kropek opadowych.

Szybkość procesów zależy przede wszystkim od rozmiarów kropek. Na rycinie 10 pokazano schematycznie szybkość wzrostu kropli o promieniu r w wyniku konden-

sacji oraz zderzeń. Dla bardzo małych kropek dominuje wzrost kondensacyjny; jego tempo bardzo szybko maleje ze wzrostem rozmiarów kropek. Duże rosną praktycznie wyłącznie w wyniku zderzeń. W zakresie rozmiarów 15-25 µm żaden w procesów nie jest wydajny. Bardzo mała szybkość wzrostu w tym obszarze powoduje, że czas potrzebny na stworzenie kropek opadu wynosi od kilku do kilkunastu godzin.



Ryc. 10. Szybkość wzrostu kropek w wyniku kondensacji (czerwona linia) oraz w wyniku zderzeń (niebieska linia). Czarna linia obrazuje szybkość wzrostu kropek w wyniku obu procesów. Widać, że w zakresie rozmiarów 15-25 µm szybkość wzrostu jest najmniejsza

Z obserwacji wynika jednoznacznie, że opad w chmurze może powstać w czasie kilkunastu lub kilkudziesięciu minut. Przedstawiony do tej pory opis procesów jest poprawny, aczkolwiek ich analiza była przeprowadzona przy założeniu szeregu uproszczeń. Przyjęto, że warunki, w których powstają i rosną krople są dla nich wszystkich jednakowe. W rzeczywistości warunki termodynamiczne nie są jednorodne i fluktuują w czasie. Wyzwaniem modelowania chmur jest opis warunków termodynamicznych w połączeniu z precyzyjnym opisem mikrofizyki rzeczywistości.

2. Numeryczny model mikrofizyki chmur

Modelowanie polega na numerycznym rozwiązaniu równań opisujących zmienność parametrów termodynamicznych, dynamicznych i mikrofizycznych.

Powietrze wraz z zawartą w nim parą wodną jest ośrodkiem ciągłym i jego własności są opisywane równaniami stosowanymi w mechanice płynów. Ilość pary wodnej w powietrzu zmienia się w wyniku przemian fazowych. Opis fazy skondensowanej w modelu numerycznym jest przedmiotem niniejszej publikacji. W większości modeli chmur stosowany jest eulerowski opis zarówno powietrza i pary wodnej, jak i fazy skondensowanej. Faza skondensowana w chmurze złożona jest z luźno rozłożonej populacji kropelek, kropelek chmurowych i kropelek opadu. W każdym metrze sześciennym chmury znajduje się około 10^8 cząstek. Opisanie każdej z nich przekracza możliwości współczesnych maszyn obliczeniowych. Tylko modele typu DNS (ang. *Direct Numerical Simulation*), których domena obliczeniowa (obszar, dla którego przeprowadzamy obliczenia) jest rzędu kilku metrów sześciennych, pozwalają na prowadzenie tego typu obliczeń. Modele, które opisują całą chmurę mają siatkę obliczeniową dużo większą; jej rozmiar liniowy jest rzędu co najmniej 10^3 m. Pojedyncze chmury oraz pola chmurowe opisywane są przy użyciu modeli zwanych LES (ang. *Large Eddy Sumulation*), które rozwiązują równania ruchu w skali przestrzennej rzędu setek metrów. Ruch w mniejszych skalach, aż do tej najmniejszej, w której zachodzą procesy mikrofizyczne, jest w pewnym sensie „nielowolnikiem” tego, co dzieje się w wielkich skalach, tzn. jest ich funkcją. Informację na temat parametrów termodynamicznych oraz dynamicznych otrzymujemy tylko w skali pojedynczego oczka siatki obliczeniowej.

Opis fazy skondensowanej w chmurach jest wyzwaniem. W większość modeli chmur stosuje się eulerowski sposób opisu zarówno powietrza i pary wodnej, jak i fazy skondensowanej. Na rycinie 11 przedstawiono całą gamę różnych sposobów eulerowskiego opisu mikrofizyki chmur. Pierwsze modele chmurowe opisywały fazę skondensowaną globalnie za pomocą gęstości jej rozkładu (np. całkowita masa skondensowanej wody w jednostce masy powietrza q_c , tj. *stosunek mieszania*). Woda dzieli się na dwie frakcje: wodę chmurową i wodę opadową. Para wodna w chmurze jest zawsze w stanie nasycenia; każda nadwyżka zostaje zamieniana na wodę chmurową. Woda chmurowa traktowana jest jak ośrodek ciągły. Kiedy wartość q_c przekroczy zadaną wartość graniczną, jej nadwyżka tworzy wodę opadową opisywaną gęstością rozkładu, q_r . W takim podejściu nie uwzględnia się procesu aktywacji, tj. faktu, że kropelki chmurowe tworzą się na jądrach kondensacji. Transformacja wody chmurowej w wodę opadową opisywana jest w sposób odległy od skomplikowanej natury tego procesu. Opisany powyżej model nazywa się jednomomentowym modelem masowym (ang. *single-moment bulk model*). Jeden moment oznacza, że wykorzystywany jest tylko jeden moment rozkładu rozmiarów kropelek w tym wypadku q_c .

W nieco bardziej wyszukany opis mikrofizyki chmur dodaje się informację o całkowitej koncentracji kropelek. Jest to dwumomentowy model masowy (ang. *double-moment bulk model*). Koncentrację kropelek chmurowych N_c określamy na podstawie znajomości całkowitej koncentracji jąder kondensacji N_a oraz aktualnego stanu nasycenia w chmurze S , np. $N_c = N_a S^a$, gdzie a jest parametrem, który w arbitralny sposób jest powiązany z typem aerozolu. Zakłada się, że widmo kropelek chmurowych opisuje funkcja analityczna; najczęściej jest to rozkład logarytmiczno-normalny, którego

	jednomomentowa mikrofizyka	dwumomentowa mikrofizyka	mikrofizyka pudełkowa	dwuwymiarowa mikrofizyka pudełkowa
jądra kondensacji	—	—	$N_c = N_a S^b$	
kropelki chmurowe	q_c	$q_c N_c$	kropelki chmurowe i krople opadu	
krople opadu	q_r	$q_r N_r$		

Ryc. 11. Tabela obrazuje rosnącą złożoność eulerowskich mikrofizycznych schematów numerycznych. Jednomomentowy masowy schemat mikrofizyczny przewiduje wyłącznie proporcje, w jakich mieszają się krople wody (woda w kropelkach chmurowych q_c , woda opadowa, q_r). Dwumomentowy schemat masowy przewiduje dodatkowo całkowite koncentracje N kropelek o danym rozmiarze, co w połączeniu z q umożliwia szacowanie średnich rozmiarów kropelek w odpowiednich kategoriach. Schematy pudełkowe mikrofizyki chmur dzielą krople na klasy rozmiarów, jak pokazano w tabeli. Jeśli chcemy poznać bardziej szczegółowe informacje o kropelkach, to należy wziąć pod uwagę kolejne wymiary (np. 2-D dodaje informację o rozmiarach jąder kondensacji, na których tworzą się kropelki). Na rycinie widzimy ogólne podsumowanie istniejących eulerowskich schematów mikrofizycznych; w rzeczywistości istnieje cały wachlarz ich odmian. [1]

parametry zależą od q_c i N_c . W ten sposób tworzy się funkcję widma rozkładu rozmiarów $n_c(r)$. Woda opadająca tworzy się, podobnie jak poprzednio, wtedy gdy q_c przekroczy pewną wartość graniczną, albo w sposób bardziej skomplikowany zależny zarówno od q_c , jak i N_c .

Aby uwzględnić informację o rozmiarach kropelek chmurowych stosowana jest, wymagająca czasochłonnych obliczeń, spektralna reprezentacja typu *bin microphysics*. Cały zakres rozmiarów kropelek chmurowych i kropel opadu (od najmniejszych rzędu 1 μm do rozmiarów rzędu 1 mm) dzielony jest na klasy/pudełka (ang. *bin*). W danej klasie krople mają przypisany rozmiar charakteryzujący dane pudełko. W wyniku procesów kondensacji i/lub zderzeń, krople „przechodzą” do pudełka, które odpowiada ich nowemu rozmiarowi. Przy takim podejściu nie ma możliwości zawarcia informacji o jądrach kondensacji, na których tworzone są kropelki; niemożliwy jest zatem opis aktywacji kropelek. Podobnie jak w modelu 2-D *bulk* liczba nowo powstających kropelek chmurowych jest zależna od przesycenia w chmurze oraz bardzo ogólnej informacji o jądrach kondensacji. Nowo powstałe kropelki chmurowe są umieszczane w dwóch pudełkach o najmniejszych rozmiarach.

Opisując proces aktywacji należy w modelu *bin* dodać drugi wymiar, czyli stworzyć *dwuwymiarowy model spektralny* (2-D *bin*). W każdej klasie wielkości rozmiarów kropel dodawane jest całe spektrum możliwych rozmiarów jąder kondensacji, na których kropelki są tworzone. Pamiętajmy jeszcze, że jądra kondensacji opisywane są parametrem higroskopijności, który niekoniecznie musi być jednakowy dla wszystkich jąder kondensacji. Tak postawiony problem jest w praktyce bardzo skomplikowany, jego rozwiązanie niezwykle czasochłonne, a jednocześnie obciążony wieloma wadami, z czego jedną z ważniejszych jest bardzo duża dyspersja numeryczna.

W podejściu, które tu prezentujemy faza skondensowana jest opisywana w sposób lagrange’owski, który umożliwia śledzenie pojedynczych cząstek w całej domenie obliczeniowej. Jest to *metoda superkropelek*, która w fizyce chmur została zdefiniowana po raz pierwszy w 2009 roku w pracy [7]. Jedną z niewielu grup na świecie, która z sukcesem rozwija i stosuje lagrange’owską metodę superkropelek (ang. *superdroplets*) do opisu mikrofizyki chmur jest zespół badawczy Mikrofizyka chmur w Instytucie Geofizyki na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego (www.igf.fuw.edu.pl/pl/projects/research-groups/mikrofizyka-chmur/).

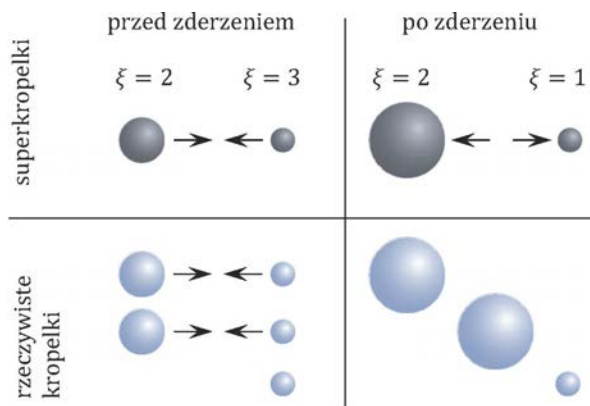
Stworzony przez nas model UWLCM (University of Warsaw Lagrangian Cloud Model) łączy eulerowski opis przepływu powietrza metodą dużych wirów (LES) z lagrange’owskim opisem fazy skondensowanej. W każdym oczku siatki obliczeniowej parametry termodyna-

miczne (ciśnienie, temperatura, zawartość pary wodnej) oraz dynamiczne (prędkość, czyli pole przepływu) zmieniają się w odpowiedzi na procesy zachodzące w danym oczku oraz adwekcję czyli przenoszenie informacji z sąsiednich oczek siatki domeny obliczeniowej. Zawieszone w powietrzu aerozole i krople opisywane są w sposób lagrange’owski. W idealnym przypadku mogłoby to oznaczać, że będziemy śledzić ruch oraz parametry każdej pojedynczej kropli, tzn. jej położenie i prędkość oraz promień suchy jądra kondensacji r_d , parametr higroskopijności κ i aktualny promień r (często używa się określenia *promień mokry*). Zważywszy na ogromną liczbę cząstek oraz liczbę parametrów charakteryzujących cząstkę podejście takie jest niewykonalne. Stąd koncepcja stworzenia *obiektów numerycznych*, które nazywamy superkropełkami. Każda superkropełka opisuje wiele rzeczywistych cząstek charakteryzujących się takimi samymi własnościami (r_d , κ , r). To ile rzeczywistych kropelek chmurowych reprezentuje dana superkropełka opisywane jest parametrem zwanym krotnością ξ . Scharakteryzowana takimi parametrami superkropełka porusza się w domenie obliczeniowej, czyli w każdej chwili czasu znane jest jej położenie i prędkość. Lagrange’owski sposób opisu mikrofizyki w języku superkropełek ma wiele zalet. Koszt obliczeniowy jest dużo mniejszy niż w opisie typu 2-D *bin*. Parametry kropełek mogą się zmieniać w sposób ciągły, zamiast być przypisane do określonej klasy o pewnej zadanej szerokości.

Aby zrozumieć, jak działa mikrofizyczny model superkropełek pokażemy krok po kroku, jak się odbywa inicjacja fazy skondensowanej i w jaki sposób następuje ewolucja na skutek procesu kondensacji oraz zderzeń.

- Ustalamy liczbę superkropełek. Realistyczna jest liczba 100-1000 superkropełek.
- Zaczynamy od rozkładu suchych promieni jąder kondensacji. Najczęściej taki rozkład opisywany jest rozkładem logarytmiczno-normalnym, w którym występuje jeden mod lub dwa mody. Cały zakres rozmiarów (typowo 0,01-1 μm) w skali logarytmicznej dzieli się na liczbę przedziałów równą liczbie superkropełek. W każdym przedziale wybiera się losowo wartość promienia suchego $r_{d,i}$, który będzie reprezentował daną superkropełkę.
- W każdym przedziale określa się krotność superkropełki. Krotność ξ_i jest liczbą jąder kondensacji, które mają rozmiary zawarte wewnątrz danego przedziału.
- W każdym oczku siatki modelu, superkropełki rozmieszczane są losowo i przypisywane jest im położenie x_i .
- Każda z superkropełek otrzymuje taką wartość promienia mokrego r_i , żeby kropelki pozostawały w stanie równowagi z otaczającym powietrzem, które w chwili początkowej w całej domenie jest nienasycone.

- Rozpoczyna się symulacja numeryczna i zmienia się wartość nasycenia w różnych oczkach siatki modelu. Superkropelki reagują na zmieniające się warunki zwiększając swój rozmiar przez kondensację, jeśli nasycenie w otoczeniu jest większe od nasycenia równowagowego dla danej superkropelki, lub zmniejszając swój rozmiar w przeciwnym przypadku. Każda superkropelka zachowuje się dokładnie tak samo jak rzeczywiste kropelki, zatem opisywana jest równaniami (2) i (7).
- Równolegle modelowane są zderzenia między superkropelkami. Każda superkropelka reprezentuje pewną krotność rzeczywistych kropelek i to one, a nie obiekty numeryczne, zderzają się.



Ryc. 12. Schematyczny obraz zderzeń dwóch superkropolek. Dwie superkropelki o krotnościach 2 i 3 zderzają się (lewy górny rysunek). Jest to równoważne zderzeniu dwóch par rzeczywistych kropelek (lewy dolny rysunek). W wyniku zderzenia superkropelka o krotności 2 staje się większa, a krotność drugiej superkropelki maleje z 3 do 1 (prawy górny rysunek). [7]

Przepis na realizację procesu zderzeń i łączenia kropelek jest zasadniczym elementem prezentowanej metody [7]. Tutaj przedstawimy mocno uproszczony przepis, który oddaje jednak jej sedno. Podstawowym założeniem jest, że kropelki w oczku siatki obliczeniowej rozłożone są równomiernie. Najczęściej stosowany scenariusz zderzeń nosi nazwę wszystko albo nic (ang. *all-or-nothing*). W wyniku zderzenia liczba superkropolek nie ulega zmianie. Zmieniają się wyłącznie ich atrybuty (ryc. 12). Jeśli zderzają się dwie superkropelki o promieniach r_i i r_j i krotnościach ξ_i i ξ_j , przy czym $\xi_i > \xi_j$, wtedy ξ_j rzeczywistych kropelek z obu superkropolek zderzy się ze sobą. W rezultacie parametry superkropolek po zderzeniu będą wynosić

$$\begin{aligned} \xi'_j &= \xi_j, & \xi'_i &= \xi_i - \xi_j, \\ r'_j &= (r_i^3 + r_j^3)^{1/3}, & r'_i &= r_i, \end{aligned} \quad (13)$$

gdzie znak *prim* dotyczy parametrów superkropolek po zderzeniu. Podobnie określa się inne parametry, w szczególności wartości promieni suchych.

Prawdopodobieństwo, że dwie rzeczywiste kropelki o promieniach r_i i r_j znajdujące się w objętości V zderzą się w jednostce czasu wynosi $P(r_i, r_j) = K(r_i, r_j)\Delta t/V$, gdzie K jest jądrem zderzeniowym (10). Każda superkropelka reprezentuje pewną krotność rzeczywistych kropelek. Dlatego prawdopodobieństwo zderzeń określa się mnożąc $P(r_i, r_j)$ przez mniejszą krotność wybranych dwóch superkropolek. Jeśli $\xi_i > \xi_j$ wówczas prawdopodobieństwo zderzenia superkropolek o promieniach r_i i r_j wynosi $P^{SK}(r_i, r_j) = \xi_j P(r_i, r_j)$. W każdym kroku czasowym modelu prawdopodobieństwo $P^{SK}(r_i, r_j)$ porównuje się z losowo wybraną liczbą z przedziału $(0, 1)$. Jeśli prawdopodobieństwo jest większe od wylosowanej liczby realizowane jest zderzenie pomiędzy wybranymi superkropelkami i ich nowe atrybuty przyjmują wartości określone w równaniach (13).

Metoda superkropolek jest aktualnie najbardziej kompleksowym opisem mikrofizyki chmur [1, 2].

- Pozwala na opisanie wszystkich etapów tworzenia i ewolucji chmury oraz opadu, a także powiązanie z aerozolami (jądrami kondensacji) obecnymi w atmosferze (ryc. 3).
- Metoda nie wymaga podziału na jądra kondensacji, kropelki, kropleki chmurowe czy krople opadu. Wszystkie cząstki są traktowane w ten sam sposób. Analizując wyniki można poszczególne cząstki przypisać do klasy np. kropelek opadu na podstawie kryterium rozmiaru.
- Przypisując superkropelkom kolejne atrybuty można opisywać i modelować wiele procesów nieomawianych w tym artykule. Przykładami są: reakcje chemiczne zachodzące w kropelkach, tworzenie i ewolucja różnych form lodu, własności elektryczne chmur.
- Precyzja uzyskanych wyników w dużym stopniu zależy od liczby superkropolek, które będą reprezentowały rzeczywiste środowisko, przy czym ta liczba jest ograniczona mocami obliczeniowymi.
- Lagrange'owski charakter metody ułatwia połączenie z różnymi metodami opisu turbulencji, czyli niejednorodności pól termodynamicznych i dynamicznych w pojedynczych oczkach siatki modelu.
- Lagrange'owski opis kropelek pozwala na prowadzenie obliczeń na kartach graficznych, co w istotny sposób wpływa na efektywność obliczeń.

Obecnie nie można jeszcze wykorzystywać lagrange'owskiego opisu mikrofizyki chmur w języku superkropolek w modelach większej skali, jak choćby w modelach prognozujących pogodę w skali regionalnej. Jednak jest on z powodzeniem stosowany w badaniach podstawowych, których wyniki będą pozwalały na znaczny postęp w uproszczonym często opisie ważnych procesów w modelach dużej skali.

Na pytanie postawione w tytule pracy [1] *Modeling of cloud microphysics. Can we do better?* odpowiedź brzmi: aktualnie opis mikrofizyki chmur w języku superkropelek jest tym, co potrafimy robić najlepiej.

Literatura

- [1] Grabowski, W. W., Morrison, H., Shima, S. I., Abade, G. C., Dziekan, P., Pawłowska, H.: Modeling of cloud microphysics: Can we do better?, *Bulletin of the American Meteorological Society*, 100, 655–672, <https://doi.org/10.1175/BAMS-D-18-0005.1>, 2019.
- [2] Morrison, H., van Lier-Walqui, M., Fridlind, A. M., Grabowski, W. W., Harrington, J. Y., Hoose, C., Korolev, A., Kumjian, M. R., Milbrandt, J. A., Pawłowska, H., Posselt, D. J., Prat, O. P., Reimel, K. J., Shima, S.-I., van Dierenhoven, B., and Xue, L.: Confronting the Challenge of Modeling Cloud and Precipitation Microphysics, *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 12, e2019MS001689, <https://doi.org/https://doi.org/10.1029/2019MS001689>, e2019MS001689 2019MS001689, 2020.
- [3] Petters, M. D., Kreidenweis, S. M.: A single parameter representation of hygroscopic growth and cloud condensation nucleus activity, *Atmospheric Chemistry and Physics*, 7, <https://doi.org/10.5194/acp-7-1961-2007>, 2007.
- [4] Pruppacher, H. R., Klett, J. D.: *Microstructure of Atmospheric Clouds and Precipitation*, https://doi.org/10.1007/978-94-009-9905-3_2, 1978.
- [5] Rogers, R., Yau, M.: *Zarys Fizyki Chmur*, Wydawnictwo Uniwersytetu Jagiellońskiego, przekład trzeciego wydania anglojęzycznego z 1989 r.
- [6] Rogers, R., Yau, M.: *A Short Course in Cloud Physics*, Elsevier Science, URL <https://books.google.pl/books?id=ClKbCgAAQBAJ>, 1996.
- [7] Shima, S., Kusano, K., Kawano, A., Sugiyama, T., Kawahara, S.: The super-droplet method for the numerical simulation of clouds and precipitation: A particle-based and probabilistic microphysics model coupled with a non-hydrostatic model, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 135, 1307–1320, <https://doi.org/10.1002/qj.441>, 2009.

Niedoceniana zasada

Under-appreciated principle

Stanisław D. Głazek*

Instytut Fizyki teoretycznej, Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

Abstrakt. W fizyce jest pewna przydatna zasada, która dotyczy uczenia się i używania języka. Stosowanie podobnych zasad w komunikacji społecznej na szerszą skalę mogłoby okazać się pomocne, szczególnie w sferze edukacji.

Słowa kluczowe: fizyka, język, komunikacja społeczna, edukacja

Abstract. There is a useful rule in physics, which concerns how one learns and uses a language. Application of similar rules in social communication on a wider scale could turn out helpful, particularly in the domain of education.

Keywords: physics, language, social communication, education

Zasada, o której mowa, dotyczy uczenia się i używania języka. Chodzi mi przede wszystkim o związek między pamięcią o przeżywanych zdarzeniach i słowami, przypisywanymi tym zdarzeniom w umyśle dziecka, ucznia lub studenta, czyli ludzi młodych, od których zależy i do których należy przyszłość. Najprostszym przykładem zastosowania tej zasady jest język fizyki, więc najpierw będzie mowa o tworzeniu i używaniu jej języka. Przykład fizyki jest bardzo prosty w porównaniu z życiem, a w tym np. z dialogiem w sprawach ważnych społecznie. Właśnie dzięki prostocie tego przykładu wydaje się możliwe wyjaśnienie, o jaką zasadę chodzi. W wypadku bardziej złożonych zjawisk, niż badane przez fizyków, złożoność zdarzeń szybko prowadzi do utraty jasności, jakiej zasady *de facto* używamy, tworząc własny język.

Wiadomo, że fizycy są w stanie porozumiewać się na temat własności świata materialnego i poznawać go coraz lepiej. Tablice fizyczne podają niektóre wielkości z dokładnością do wielu cyfr znaczących [1]. Precyzja ta rośnie z czasem. Na przykład masa elektronu jest dzisiaj znana jako $0,91093837015(28) 10^{-30}$ kg, gdzie cyfry w nawiasie pokazują, jak duża jest niepewność ostatnich cyfr 15. Dane o takiej precyzji wymagają wyjątkowo dobrze zdefiniowanego języka do opisanego, jak zostały otrzymane, tj. na tyle dokładnego określenia, co i jak robimy w trakcie pomiaru, jakbyśmy potrafili zdefiniować i zmierzyć odległość od Tatr do Bałtyku z dokładnością do jednego milimetra.

Fizycy posługują się swoim językiem w publikacjach i dyskusjach. Formułują w nim hipotezy i zachęcają się wzajemnie do sprawdzania ich trafności przez doświad-

czenia i obserwacje. Takie sprawdziany wymagają wciąż rosnących zespołów ludzi, a tym samym porozumienia między nimi, porozumienie to zaś wykorzystujące poznawanie i opisywanie rzeczywistości przynosi nie tylko namacalne korzyści, takie jak np. współczesna możliwość używania telefonu komórkowego. Zgłębianie rzeczywistości uświadamia nam ogromny zakres zjawisk, w wyniku których żyjemy; zaczynając od zjawisk subatomowych, tajemnic naszego DNA, zagadek działania mózgu czy sposobu życia każdego z nas i dochodząc do skali życia rozwiniętego na planecie Ziemia w Układzie Słonecznym jako wyniku ewolucji niewyobrażalnie wielkiego Wszechświata.

Zasada tworzenia, uczenia się i używania języka jest więc warta uwagi, a jej skuteczne stosowanie w fizyce mogłoby służyć jako elementarny przykład pożytku z jej używania. Podkreślmy jednak, że to wcale nie znaczy, iż tę samą zasadę można stosować równie skutecznie i bez żadnych zmian we wszystkich dziedzinach nauki czy w dyskursie społecznym. Potrzebne jest jeszcze uwzględnienie zachowania się organizmów żywych, którego fizyka nie bada i nie opisuje. Na przykład fizyka nie wyjaśnia, w jaki sposób badany obiekt nabiera własnego zdania w sprawie doświadczenia, które go dotyczy. Jednak przykład fizyki dowodzi, że stosowanie pewnej zasady jest pomocne. Między przedstawicielami różnych nauk też byłoby łatwiej o porozumienie [2], gdyby podobne zasady brało się w praktyce pod uwagę.

Można powiedzieć, że język fizyki powstaje przez tworzenie słów, które symbolizują poznawane zjawiska lub relacje między nimi zachowane w naszej pamięci. W ten sposób treść słowa jest utożsamiona ze zbiorem zapamiętanych zdarzeń. Ten zbiór składa się z doświad-

*ORCID: 0000-0003-3095-5046

czeń, obserwacji i rozumowań. Zwłaszcza rozumowań innych fizyków, którzy już pojęli wyniki doświadczeń i obserwacji dostatecznie precyzyjnie, żeby umieć dobrać słowa do opisu pojętej treści. Z tymi rozumowaniami zapoznajemy się za pomocą języka. Przykładami słów używanych w fizyce, których treści nie daje się zrozumieć bez włożenia wysiłku w niezbędną analizę wymagającą pojmowania treści wielu innych słów, są: spin, kwark lub względność czasu i przestrzeni.

Zasadę poznawania treści słów używanych w fizyce można przedstawić na przykładzie słowa masa [3]. Ten przykład jest dostatecznie prosty, by zidentyfikować i nazwać kluczowy element ogólnej zasady, o którą tutaj chodzi, z niewielkim prawdopodobieństwem nieporozumienia.

Otóż można samodzielnie zbudować z listwy, prostego statywu i szalek, np. z podstawek do doniczek, wagę, na której da się równoważyć przedmioty. Zbudowawszy wagę, możemy wykonać wiele ważeń różnych przedmiotów. Niektóre z nich będą się równoważyć z dokładnością naszego uznania, że mamy równowagę. Na przykład jeden widelc z jednego zestawu sztućców będzie się równoważyć z drugim widelcem z tego samego zestawu. Jednakowe łyżki z łyżkami i łyżeczki z łyżeczkami też będą się równoważyć, ale łyżeczki z łyżkami czy widelcami już nie. Może widelc będzie się równoważyć ze szklanką, a może z kieliszkiem itd. Wszystkie przedmioty, które równoważą się z widelcem, możemy uznać za równoważne widelcowi i sobie wzajemnie właśnie w tym sensie, że równoważą się na wadze, co jest też przyczyną doboru użytych słów. W szczególności, wszystkie przedmioty z jednej takiej klasy równoważności równoważą się z zadawalającą nas dokładnością z konkretną liczbą jednakowych przedmiotów, które uznamy za jednostkowe. To mogłyby być jednakowe monety, koraliki lub nakrętki. Masą przedmiotu nazwalibyśmy liczbę nakrętek, które równoważą go na wadze. Ta liczba jest jednakowa dla wszystkich przedmiotów w rozważanej klasie, ale zależy od przedmiotów jednostkowych, których używamy do ważenia. Na przykład lekkich nakrętek aluminiowych trzeba mniej więcej trzy razy tyle co identycznie wyglądających ciężkich żelaznych, żeby zrównoważyć ten sam przedmiot. Jednak po uwzględnieniu różnicy między przedmiotami jednostkowymi, czyli tego, ile przedmiotów jednostkowych jednego rodzaju równoważy przedmiot jednostkowy drugiego rodzaju, masa jako liczba przedmiotów jednostkowych staje się wielkością niezależną od doboru jednostek – jej pomiar przez równoważenie daje po przeliczeniu tę samą liczbę.

Kluczowym elementem w przykładzie z masą jest fakt, że przyrząd buduje się samemu, używa się go własnoręcznie do porównywania przedmiotów i w końcu poznaje się sens słowa masa. To co się faktycznie liczy, to

uznanie zbioru faktów za własny, dostępny w naszej pamięci. W naszym przykładzie jest to zbiór faktów, które składają się na nasze przeżycie znaczenia słowa masa. To przeżycie czyni słowo masa potrzebnym, przydatnym i określonym dostatecznie precyzyjnie, żeby można było użyć go w prostym dialogu: *Poproszę 10 dkg sera. Może być II? Tak, dziękuję.* Podobnie jest w wypadku innych dobrze określonych słów, które poznajemy. Samodzielne wykonywanie doświadczeń i opisywanie ich za pomocą słów oznaczających poznawaną treść słowa masa, jest analogiem bardziej złożonych procesów, które przeżywamy i na podstawie których interpretujemy znaczenie słów. Uczymy się mówić w domu. Dzieci zadają mnóstwo pytań. Chcą zrozumieć odpowiedź. Potem poznajemy treść nowych słów odnajdując się w gronie rówieśników. Później, gdy czytamy tekst, słuchamy wykładu lub bierzemy udział w dyskusji, musimy orientować się, co znaczą słowa. Musimy jakoś wyjaśnić, co znaczą nasze i zrozumieć, co znaczą czyjeś. Ta potrzeba jest oczywista, gdy Polka rozmawia z Chińczykiem. A Polka z Polakiem?

W naszym przykładzie masa jest zdefiniowana za pomocą przedmiotów jednostkowych i wagi, na której równoważy się ciała przyciągane przez Ziemię jej polem ciężkości. Dlatego masę zdefiniowaną w ten sposób nazywamy masą grawitacyjną. Tak określone znaczenie słowa masa, składające się w naszej pamięci ze zdarzeń budowania wagi, ważenia przedmiotów i dyskusji z kimś drugim, kto już zna słowo masa w fizyce, nie daje się poznać w stacji kosmicznej, bo tam panuje stan nieważkości. Można tam jednak poznać inne pojęcie też nazywane masą, przez wykonywanie doświadczeń związanych z ruchem przedmiotów. Można wprowadzić masę ciała jako liczbę zderzeń z nieruchomymi przedmiotami jednostkowymi na jego drodze, potrzebną do ustalonej zmiany ruchu tego ciała względem stacji. Tylko kto ma okazję znaleźć się w stacji kosmicznej i prowadzić tam doświadczenia własnego pomysłu? Niemniej jednak poznawszy te dwa *a priori* zupełnie różne pojęcia: jedno mierzalne wagą na Ziemi, zwane masą grawitacyjną, a drugie mierzalne w zderzeniach, zwane masą bezwładną, jesteśmy w stanie zauważyć, że odpowiadające im liczby w odpowiednich jednostkach są zawsze sobie równe, dla wszystkich mierzonych ciał i to z wielką precyzją, tzn. nie jesteśmy w stanie zmierzyć różnicy, bo jest za mała, o ile w ogóle istnieje. Ta równość jest podstawą ogólnej teorii względności, której poznanie wymaga przeżycia treści znacznej liczby dalszych słów.

Wyobraźmy sobie teraz, jak wiele słów trzeba poznać, odwołując się do własnego doświadczenia i porównując je z wypowiedziami innych ludzi, żeby poruszać ze wzajemnym zrozumieniem tematy, które dotyczą pojęć takich jak np. prawda, fałsz lub wolność czy demokracja.

W porównaniu ze złożonością zdarzeń, które wchodzą w grę w wypadku tych słów, znaczenie słów używanych w języku fizyki jest wyjątkowo proste.

W tej sytuacji można więc uznać, że zasada przydatna do tworzenia, używania i nauczania języka w dziedzinie fizyki nie nadaje się do stosowania w życiu. Wymaga ona daleko idącej analizy, co faktycznie robimy, co mamy na myśli, gdy wypowiadamy słowa ułożone w zdania, i jak sprawdzamy, że się nie mylimy lub nie wprowadzamy kogoś w błąd. Natomiast życie jest często tak intuicyjne, emocjonalne, odruchowe... A jednak fizycy dochodzą wspólnie do precyzyjnego dialogu na temat świata materialnego. Uważny dobór słów pozwala im porozumiewać się i współpracować przy sprawdzaniu hipotez, z których co prawda niewiele jest słusznych, ale te, które się ostają, są bardzo pomocne w budowaniu rzetelnego obrazu. W wyniku operowania językiem, w którym znaczenie słów jest definiowane przez pamięć o wykonywanych operacjach i ich konsekwencjach, fizykom udaje się nie tylko poznawać, ale i wykorzystywać poznawane prawa działania tego świata. Można powiedzieć, że fizycy starają się prowadzić dialog z Naturą i uczą się od niej na przykładach, jak o niej rozmawiać. Precyzja tej rozmowy staje się wielka wtedy, gdy przykłady dają się sprowadzać do prostych zdarzeń mierzonych z dużą dokładnością. Czy to znaczy, że zasada tworzenia, używania i nauczania języka używana przez fizyków nie jest przydatna w życiu, bo ono jest zbyt skomplikowane? Otóż jest przydatna, ale nie jest doceniana. Jej przydatność polega na tym, że daje przykład, jak daleko można zajść, idąc drogą zrozumienia i porozumienia, o czym jest mowa. Złożonych zjawisk nie da się w pełni traktować tak, jakby były proste, ale prosty przykład pokazuje, według jakiej zasady można starać się postępować.

Tymczasem wydaje się, że uczestnicy dialogu na skomplikowane tematy, np. społeczne, nie zawsze zdają sobie sprawę z różnic między znaczeniami, jakie przypisują tym samym słowom. Czasami sprawiają wrażenie, że zupełnie nieświadomie mówią o różnych rzeczach, choć używają tak samo brzmiących słów. Można przewidzieć, że w ten sposób nigdy nie będą w stanie osiągnąć porozumienia. Będą musieli klócić się coraz zajadlej, aż w końcu zaczną używać „argumentu” siły.

Aby wybrnąć z wymiany słów o niejasnym i czasami sprzecznie pojmowanym znaczeniu, potrzebna jest praca nad ustalaniem oraz uwspólnianiem ich znaczenia. Mechanizmem takiego poznawania i uwspólniania w fizyce jest robienie doświadczeń, obserwacja zjawisk, ich opisywanie, interpretowanie i proponowanie wyjaśnień. Mówiąc bardziej ogólnie, człowiek uczy się języka przeżywając zdarzenia, dla których wprowadza nazwy, słowa, jako skrótowe symbole użyteczne w dialogu o rzeczywistości. Rzecz jasna mechanizm ustalania wspólnego znaczenia

słów wymaga pracy i wcale nie jest łatwy. Wspomniany wcześniej wzrost precyzji opisu rzeczywistości i dialogu na jej temat jest trudny do wyjaśnienia w szczegółach nawet w prostym przypadku fizyków, o czym przekonują się filozofowie i historycy nauki [4, 5, 6]. To, jak podobny wzrost jasności i precyzji wypowiedzi mógłby zachodzić w bardziej złożonych wypadkach świadomego dyskursu o rzeczywistości, musi być jeszcze bardziej zagadkowe.

Za główną korzyść z uświadamiania sobie zasady tworzenia języka fizyki uznałbym więc: po pierwsze kształcenie u siebie samego umiejętności rozważania, wzięcia pod uwagę, oceny, jakie to zdarzenia w mojej pamięci tworzą znaczenie słowa, którego używam w rozmowie, po drugie, starałbym się zadawać sobie samemu pytanie, w jakim stopniu te „moje” zdarzenia mogą być podobne do zdarzeń, które najprawdopodobniej tworzą znaczenie tak samo brzmiącego słowa w pamięci kogoś, z kim rozmawiam. Musielibyśmy przeżyć podobne zdarzenia, żeby rozumieć te słowa podobnie, a przecież wiemy o innych tak niewiele. Trzeba brać pod uwagę różnice między naszymi przeżyciami. Drogą do uniknięcia konfliktu wydaje się rozważanie konkretnych przykładów i ustalanie z ich pomocą, co się rozumie pod używanymi słowami w tych przykładach. Gdy słowa oznaczają złożone zdarzenia, a tym samym złożone pojęcia, to porozumienie wymaga wysiłku, cierpliwego rozważania przykładów i sprawdzenia, co dla nas znaczą słowa, których używamy do ich opisu.

Wydaje mi się, że przykład fizyki jest szczególnie przydatny w określaniu sensu dwóch słów: *uczyć się* i *uczyć* [7]. Zadawszy pytanie, jaką rolę w uczeniu się odgrywają motywacje wewnętrzna i zewnętrzna [8] i starając się określić, co według nas samych wynika na temat „uczenia się” z różnicy między tymi motywacjami, wejdziemy na drogę definiowania, o co właściwie chodzi w uczeniu się, a tym samym czemu ma służyć szkoła. Jestem zdania, że temat okaże się pełen zagadek, które wymagają wyjaśnienia. Natomiast znaczenie słowa *uczyć* jest szczególnie ważne, gdyż stanowi podstawę systemu edukacji, wyniki działania tego systemu zaś determinują późniejszą zdolność obywateli do uczestnictwa w komunikacji społecznej. Mogą prowadzić do pokoju, ale i do wojen. Do tych drugich szczególnie niezawodnie wtedy, gdy człowiek nie uczy się od małego poprzez przeżywanie znaczenia ważnych słów, tak jak miały możliwość doświadczyć dzieci kształcone przez Korczaka, który traktował je z szacunkiem należnym człowiekowi myślącemu, chcącemu nauczyć się żyć [9].

Według omawianej zasady placówki edukacyjne mogłyby być miejscami, w których młodzi ludzie poznają sens ważnych słów przez przeżywanie ich treści. Na przykład mogliby po Korczakowsku tworzyć własną konstytucję, swój parlament, sąd, rząd, bank i periodyk infor-

macyjny. Mogliby mieć zadania do wykonania z użyciem wzorów z literatury, z potrzebą stosowania matematyki, wykorzystywania metod naukowych i poznawania środków wyrazu dostępnych sztuce. Taki proces tworzyłby w głowach młodych ludzi elementy języka przydatnego w funkcjonowaniu demokracji [10, 11, 12]. Włączenie sprawdzonej zasady tworzenia wspólnego języka do zbioru podstawowych zasad społecznych nauczanych w szkołach, mogłoby prowadzić do jej doceniania, z dobrymi skutkami w praktyce życia społecznego.

Autor dziękuje prof. Halinie Walentowicz z Zakładu Filozofii Społecznej Wydziału Filozofii Uniwersytetu Warszawskiego za dyskusję.

Literatura

- [1] Particle Data Group, https://pdg.lbl.gov/2023/reviews/contents_sports.html dostęp 03.11.2023.
- [2] C. P. Snow, *The Two Cultures: And a Second Look*, Cambridge University Press, Cambridge 1965.
- [3] L.C. McDermott oraz Zespół Dydaktyki Fizyki Uniwersytetu Stanu Washington, *W poszukiwaniu praw fizyki*, Prószyński i S-ka, Warszawa 2000.
- [4] T. S. Kuhn, *Black-Body Theory and the Quantum Discontinuity*, 1894-1912, University of Chicago Press, Chicago 1987.
- [5] A. Pickering, *Constructing Quarks: A Sociological History of Particle Physics*, University of Chicago Press, Chicago 1999.
- [6] J. L. Gaddis, *The Landscape of History: How historians Map the Past*, Oxford University Press, Oxford 2002.
- [7] S. B. Sarason, *And What Do YOU Mean by Learning?* Heinemann, Portsmouth 2004.
- [8] E. L. Deci, R. M. Ryan, *Intrinsic motivation and self-determination in human behavior*, Plenum, New York 1985.
- [9] J. Korczak, *Do moich przyszłych czytelników*, Mały Przegląd, dodatek do Nasz Przegląd 3 października 1926.
- [10] J. Dewey, *Experience and Education*, The Kappa Delta Pi Lecture Series, Free Press edition, New York 2015.
- [11] D. Meier, *Professional growth of a teacher*, esej w zbiorze *Rozwój własny nauczyciela*, ed. S. D. Głazek, Wydawnictwa Uniwersytetu Warszawskiego, Warszawa 2019.
- [12] A. Białas, *Profesja: nauczyciel*, *PAUza Akademicka* 484, 4 (2019).

W stulecie I Zjazdu Fizyków Polskich 1923-2023*

Centenary of the I Congress of Polish Physicists 1923-2023

Jerzy E. Garbarczyk**

Wydział Fizyki Politechniki Warszawskiej

Abstrakt. Nawiązując do 48. Zjazdu Fizyków Polskich (Gdańsk, wrzesień 2023) przypominam w niniejszym artykule I Zjazd Fizyków Polskich, który miał miejsce w Warszawie 100 lat wcześniej czyli w 1923. Omawiam program I Zjazdu i przypominam sylwetki prelegentów, którzy wygłosili na nim wykłady. Nakreśliłem obraz polityczno-ekonomiczny Polski na początku lat 20. XX w. a także ówczesnej sytuacji w fizyce na świecie i w Polsce.

Słowa kluczowe: I Zjazd Fizyków Polskich, fizyka w 20-leciu międzywojennym

Abstract. In reference to 48. Congress of Polish Physicists in Gdansk 2023, this article resembles the 1st Congress of Polish Physicists which took place in Warsaw 100 years ago. The program of the 1923 Congress and short profiles of scientists who gave lectures on it were given. The political and economic landscape of Poland in twenties of the last century was sketched and the contemporary situation in world physics and physics in Poland was described.

Keywords: I Congress of Polish Physicists, physics in twenties of 20 century

1. Polska na początku lat dwudziestych ubiegłego wieku

W roku 2023 mija 100 lat od pierwszego Zjazdu Fizyków Polskich, który odbył się w Warszawie w dniach od 04-07.04.1923 [1]. Wprawdzie Polskie Towarzystwo Fizyczne powstało w roku 1920, jednak ze względu na sytuację w kraju związaną z procesem formowania się granic nowo odrodzonej Polski oraz wojną z Sowietami, pierwszy zjazd można było zorganizować dopiero trzy lata później.

Aby poczuć atmosferę tamtego okresu warto sobie przypomnieć, jaki był krajobraz polityczno-ekonomiczny Polski z początków lat 20. XX w. Ówczesna sytuacja nie była zbyt stabilna. W grudniu 1922, z rąk fanatyka, ofiarą zamachu padł Gabriel Narutowicz – pierwszy prezydent II RP, a wcześniej profesor Politechniki w Zurychu. W młodości studiował fizykę i matematykę w Petersburgu, a w Szwajcarii zyskał poważanie jako pionier elektryfikacji oraz specjalista od hydroelektrowni, które budował w różnych krajach Europy.

Obowiązująca wówczas w Polsce waluta, jaką była marka polska, drukowana była w nominałach, które stopniowo doszły nawet do 10 milionów. Dopiero reformy rządu Grabskiego, w tym zastąpienie marki złotówką, poprawiły sytuację. Hiperinflacja miała w tym czasie

miejsce nie tylko w Polsce, ale w wielu innych krajach, które mocno odczuły skutki pierwszej wojny światowej. Przykładem były Niemcy, gdzie zła sytuacja gospodarcza miała wpływ na późniejszy rozwój nazizmu. Na początku lat 20. XX w. rodziły się także inne ustroje totalitarne, jak faszyzm we Włoszech i stalinizm w ZSRR, które w następnych latach tak bardzo zaważyły na historii Europy i świata.



Ryc. 1. Gabriel Narutowicz (NAC)

Jeszcze przed zamachem na Narutowicza, marszałek Józef Piłsudski wycofał się chwilowo z życia politycznego przenosząc się do Sulejówka, gdzie spisując swoje wspomnienia bacznie obserwował sytuację w kraju. Nowym prezydentem Polski został wybrany Stanisław Wojciechowski, późniejszy profesor Szkoły Głównej Gospodarstwa Wiejskiego w Warszawie. W kwietniu 1923, czyli w czasie trwania I ZFP, funkcję premiera Polski pełnił

*Artykuł na podstawie wykładu Autora wygłoszonego na 48. ZFP (02-07.09.2023).

**ORCID: 0000-0003-3746-176X



Ryc. 2. Banknot z 1923 o nominale dziesięciu milionów marek polskich (NAC)



Ryc. 3. Port w Gdyni w 1923 roku (NAC)

gen. Władysław Sikorski. Rządy w tych latach ulegały jednak szybkim zmianom. Już w maju zastąpił go na tym urzędzie Wincenty Witos, a w grudniu – Władysław Grabski, którego rządy były trochę bardziej stabilne, ponieważ przetrwały do listopada 1925. Grabski przeszedł do historii jako polityk, który uporał się z szalejącą w tym czasie hiperinflacją.

Kiedy odbywał się I ZFP, trwały intensywne prace związane z rozbudową Gdyni, która oficjalnie nie miała jeszcze praw miejskich. W tym czasie nastąpiło otwarcie portu tymczasowego, co już w sierpniu umożliwiło przyjęcie pierwszego pełnomorskiego statku parowego SS Kentucky, który pływał pod banderą francuską.

Od roku 1921 do drugiej wojny światowej, istniejąca już prawie dwadzieścia lat pruska Politechnika Gdańska podlegała władzom Wolnego Miasta Gdańsk [2]. Studiowali tu Polacy, stanowiąc jednak znaczną mniejszość ogółu studentów. Któż mógłby wówczas przypuszczać, że w Gdańsku będą się w przyszłości odbywać zjazdy fizyków polskich (1961, 1984, 2003 i ostatni 2023).

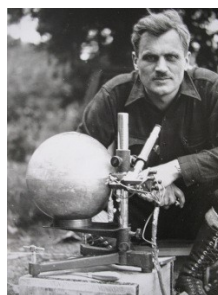
2. Fizyka światowa w okresie 1922-1924

Tymczasem fizyka na świecie w latach 20. XX w. przeżywała swój wspaniały rozkwit. Stworzona przez Alberta Einsteina teoria względności zaczynała na trwałe, choć

nie bez przeszkód, wchodzić do świadomości fizyków. Za sprawą Wernera Heisenberga, Erwina Schrödingera, Maxa Borna, Paula Diraca i innych rozpoczął się świetlany okres tworzenia teorii kwantów. To było jednak kilka lat później, już po I ZFP. W okresie 1922-1924 miały miejsce odkrycia, które wpłynęły na rozwój mechaniki kwantowej.

W 1922 ukazała się praca Otto Sterna i Walthera Gerlacha [3], która, jak wtedy sądzono, doświadczalnie wykazywała kwantyzację przestrzenną momentów magnetycznych atomów srebra. Później okazało się, że o momencie magnetycznym atomu srebra decyduje spin jego elektronu walencyjnego. Było to istotne odkrycie dowodzące, że nie tylko wartości wielkości fizycznych, ale także kierunki ich wektorów mogą być skwantowane.

Arthur Compton opublikował w 1923 pracę [3] opisującą doświadczenie, z którego wynikało, że oddziałujące z elektronami lekkich pierwiastków promienie X zachowują się jak korpuskuły o określonym pędzie i energii. Wraz w wcześniejszą interpretacją zjawiska fotoelektrycznego podaną przez Einsteina (1905) praca Comptona miała kluczowe znaczenie dla akceptacji fotonowej natury promieniowania elektromagnetycznego. Pojęcie fotonu jako kwantu energii świetlnej upowszechniło się jednak dopiero po 1926 roku za sprawą Gilberta Lewisa [3].



Ryc. 4. Arthur Compton [4]



Ryc. 5. Louis de Broglie [4]

Louis de Broglie przedstawił swoją słynną hipotezę postulującą falową naturę elektronu w roku 1923. koncepcja ta była przedmiotem jego rozprawy doktorskiej, którą obronił w 1924 [3]. Jedenaście lat później de Broglie odwiedził Polskę i na Uniwersytecie Warszawskim odebrał tytuł doktora *honoris causa*. Innymi ważnymi wydarzeniami, jakimi było sformułowanie kwantowej statystyki Bosego-Einsteina oraz nowa teoria promieniowania zaproponowana przez Bohra, Kramersa i Slatera, zaowocował rok 1924 [3]. Ponadto odbył się wówczas czwarty Kongres Solvaya¹ poświęcony przewodnictwu

1. Kongresy Solvaya to konferencje naukowe koncentrujące się na kluczowych otwartych problemach w dziedzinie fizyki i chemii. Organizowane są przez Międzynarodowy Instytut Solvaya (International Solvay Institutes for Physics and Chemistry w Brukseli) założony przez belgijskiego przemysłowca Ernesta Solvaya w 1912 – przyp. red.)

elektrycznemu metali. Wszystkie wspomniane wyżej idee, odkrycia oraz prace przyczyniły się nieco później, do sformułowania mechaniki kwantowej.

3. PTF i fizycy polscy w latach 20. XX wieku

Polskie Towarzystwo Fizyczne zostało założone 11.04.1920. Zjazd założycielski odbył się w Gmachu Fizyki i Elektrotechniki Politechniki Warszawskiej [5].



Ryc. 6. (góra) Gmach Fizyki i Elektrotechniki PW w latach 20. XX w. (NAC); (dół) tablica wmurowana w Gmachu Fizyki PW z okazji 100-lecia PTF podczas 46. Nadzwyczajnego Zjazdu Fizyków Polskich w 2020 roku [7]

Pierwszym prezesem PTF został Władysław Natanson, który pełnił tę funkcję przez trzy lata. W Zjeździe założycieli PTF uczestniczyli fizycy z pięciu najważniejszych wówczas polskich ośrodków akademickich: Warszawy, Krakowa, Lwowa, Wilna i Poznania. W każdym z tych miast powstawały oddziały PTF, których statutowym zadaniem było szeroko rozumiane upowszechnianie fizyki oraz organizowanie kolejnych zjazdów. W roku 1923 przewodniczącymi lokalnych oddziałów PTF byli: w Warszawie – Czesław Białobrzęski, w Krakowie – Konstanty Zakrzewski, we Lwowie – Stanisław Loria, w Wilnie – Waław Dziewulski, a w Poznaniu – Tadeusz Pęczalski (formalnie Oddział Poznański powstał dopiero w czerwcu 1923). Według niepełnych danych, liczba członków PTF w tym czasie wynosiła około 166 [6, 7]; w roku 1922 Oddział Warszawski PTF liczył 73 członków, Oddział Lwowski – 54, Oddział Wileński zaś – 18. Informacje o Oddziale Krakowskim pochodzą z 1921 roku i wynika z nich, że należało wówczas do niego 21 osób. Brak danych z tego okresu dotyczących Oddziału Poznańskiego wynikał z tego, iż był on dopiero w fazie organizacji. Członkami PTF byli nauczyciele akademicy, wśród

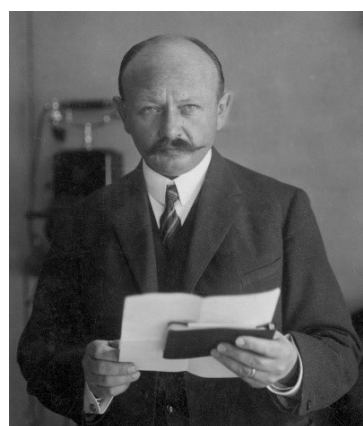
nich rozpoznawani już wówczas fizycy, doktoranci oraz nauczyciele szkół średnich. Warto przypomnieć sylwetki kilku fizyków, którzy w tym czasie cieszyli się w Polsce największym poważaniem.

Władysław Natanson (1864-1937) – profesor UJ, z racji wieku i wcześniejszych dokonań był nestorem fizyków polskich. Jego autorstwa jest wydany w 1890 pierwszy polski podręcznik fizyki teoretycznej (*Wstęp do fizyki teoretycznej*). W roku akademickim 1923/1924 Natanson był rektorem UJ. Niektóre idee naukowe Wojciecha Natansona wyprzedzały swoją epokę. Dotyczy to prekursorских prac z końca XIX w. na temat termodynamiki procesów nieodwracalnych, a także pracy z 1911 o statystycznej teorii promieniowania [6]. Termodynamikę nierównowagową znacznie później, w latach 30. XX w., rozwinął Lars Onsager, zaś postulowana przez Natansona nierozróżnialność cząstek kwantowych znalazła swój pełny wyraz dopiero w statystyce Bosego–Einsteina (1924).



Ryc. 7. Władysław Natanson (NAC)

Stefan Pieńkowski (1883-1953) – profesor, a także późniejszy rektor UW był charyzmatycznym organizatorem badań i twórcą szkoły naukowej związanej z fizyką doświadczalną w Polsce. W roku 1921 doprowadził do ukończenia świetnie wyposażonego w aparaturę badawczą gmachu Zakładu Fizyki Doświadczalnej UW przy ul. Hożej 69 w Warszawie.



Ryc. 8. Stefan Pieńkowski (NAC)

Jego liczni wychowankowie, m. in. Aleksander Jabłoński, Szczepan Szczeniowski, Leonard Sosnowski czy Jerzy Pniewski osiągnęli w późniejszych latach duże sukcesy naukowe i organizowali w przedwojennej, a także powojennej Polsce badania fizyczne w różnych ośrodkach akademickich (Wilno, Lwów, Poznań, Toruń, Gdańsk, Warszawa).

Mieczysław Wolfke (1883-1947) – od 1922 roku profesor PW; był jednym z najwybitniejszych fizyków polskich. Podobnie jak Pieńkowski studiował i doktoryzował się za granicą. Przed przyjazdem do Warszawy był docentem na prestiżowych uczelniach szwajcarskich: Politechnice i Uniwersytecie w Zurichu. Naukowe pomysły Wolfkego często były innowacyjne i wyprzedzały swoje czasy. W roku 1920 opublikował wyniki swoich przemyśleń na temat dwuetapowego obrazowania sieci molekularnych. Dopiero dużo później okazało się, że idea ta jest bardzo bliska idei holografii rozwiniętej przez Dennisa Gabora pod koniec lat 40. XX w. W roku 1927, wspólnie z fizykiem holenderskim Willemem Keesomem, Wolfke odkrył nową odmianę ciekłego helu, He II. Dziesięć lat po tym odkryciu Piotr Kapica, Don Misner i John F. Allen zauważyli, że hel II jest nadpłynny i stanowi pozabawioną lepkości ciecz kwantową. Jeden z ubiegłorocznych numerów *Postępów Fizyki* został całkowicie poświęcony Mieczysławowi Wolfkemu [8].



Ryc. 9. Mieczysław Wolfke [9]

Czesław Białobrzeski (1878-1953) – w latach 20. XX w. profesor UW; był teoretykiem interesującym się poznawczymi podstawami fizyki, termodynamiką, teorią względności i teorią kwantów. Zajmował się filozoficznymi zagadnieniami indeterminizmu. Naukowy rozgłos przyniosła mu praca opublikowana w biuletynie Akademii Umiejętności (1913), w której zwracał uwagę na rolę ciśnienia promieniowania w utrzymaniu równowagi wewnętrznej gwiazd. Zorganizował na Hożej kongres Nowe teorie w fizyce (1938), na który przybyła elita ówczesnej fizyki światowej.



Ryc. 10. Czesław Białobrzeski (NAC)

Zasługujących na uznanie fizyków polskich z tych lat było więcej. Wielu z nich to uczniowie prof. Pieńkowskiego. Na wyższych uczelniach Warszawy, Krakowa, Lwowa, Wilna i Poznania nie było jeszcze w tych czasach samodzielnych wydziałów fizyki, istniały natomiast zakłady i katedry fizyki skupiające od kilku do kilkunastu osób.

Warto wspomnieć, że w latach 20. XX w. działała, założona jeszcze w 1913, Pracownia Radiologiczna Towarzystwa Naukowego Warszawskiego, wspierana finansowo i kierowana zdalnie z Paryża przez Marię Skłodowską-Curie. Na początku nieformalnym kierownikiem Pracowni był jej uczeń – Ludwik Wertenstein (1887-1945).

4. I Zjazd Fizyków Polskich

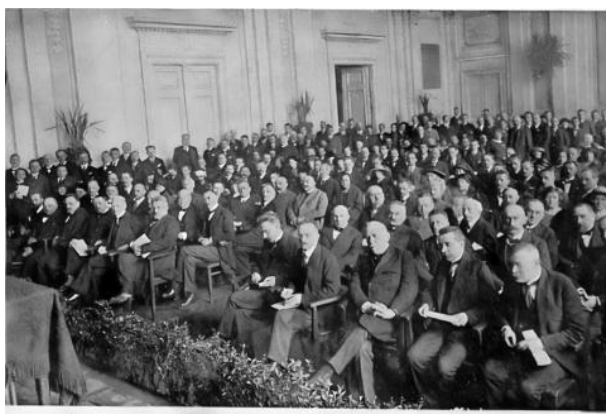
Jak już wspomniano, Polskie Towarzystwo Fizyczne zostało utworzone podczas Zjazdu Założycielskiego na Politechnice Warszawskiej 11.04.1920, w którym uczestniczyło 35 osób – członków założycieli. Kolejne zjazdy, które postanowiono numerować, miały odbywać się co roku, jednak sytuacja zewnętrzna wymusiła, że I Zjazd odbył się dopiero trzy lata później, a dokładnie od środy do soboty 04-07.04.1923 w Warszawie. Otwarcie Zjazdu poprzedziło wieczorne zebranie towarzyskie 3 kwietnia w budynku Rady Miejskiej.



Ryc. 11. Gmach Politechniki Warszawskiej w latach 20. XX w. (NAC)



Ryc. 12. Prezydium I Zjazdu Fizyków i I Zjazdu Chemików podczas uroczystości otwarcia w Małej Auli PW [10]



Ryc. 13. Uczestnicy I Zjazdu Fizyków Polskich i I Zjazdu Chemików Polskich podczas uroczystości otwarcia w Małej Auli PW [10]

Uroczysta inauguracja, połączona z inauguracją I Zjazdu Chemików Polskich, miała miejsce w Małej Auli Politechniki Warszawskiej. Przemówienia powitalne wygłosili: przewodniczący PTF Władysław Natanson oraz przewodniczący PTChem Ignacy Mościcki (1867-1946). Ten wybitny chemik i późniejszy Prezydent RP był w latach 1897-1901 asystentem Józefa Kowalskiego-Wierusza (1866-1927) w kierowanym przez niego Zakładzie Fizyki na Uniwersytecie we Fryburgu. Wspólnie wykonywali wówczas badania nad otrzymywaniem kwasu azotowego z powietrza w łuku prądu zmiennego wysokiego napięcia i dużej częstotliwości [6]. Następnie odbyły się wykłady plenarne: Leon Marchlewski mówił o *Znaczeniu chemii dla narodu*, a Czesław Białobrzelski wygłosił odczyt o ponadczasowym tytule *Fizyka a rzeczywistość*. W I Zjeździe Fizyków Polskich uczestniczyły 172 osoby [10, 11]. Byli to głównie pracownicy naukowcy oraz doktoranci polskich wyższych uczelni (niekoniecznie fizycy), a oprócz tego inżynierowie oraz nauczyciele szkół średnich. Oszacowano, że nauczyciele stanowili około 25% uczestników tego Zjazdu [12]. Ze względu na udział osób reprezentujących przemysł, liczba uczestników równoległego I Zjazdu Chemików była znacznie większa i wynosiła 784 [10].

W drugim dniu Zjazdu (05.04.1923) odbyło się pierwsze Walne Zebranie PTF [1]. Zebraniu przewodniczył



Ryc. 14. Karta uczestnictwa w I Zjeździe Fizyków Polskich wystawiona prof. Stanisławowi Kalinowskiemu (archiwum PTF)

PROGRAM ZJAZDU

- Dnia 3 kwietnia:** Zebranie towarzyskie w sali Rady Miejskiej o godz. 8 wieczorem.
- Dnia 4 kwietnia:** Otwarcie Zjazdu (wspólne ze Zjazdem Chemików) w auli Politechniki o godz. 11 rano (Pólna 3, gmach główny). Zebranie referatowe Fizyków o godz. 4 pp. w Zakładzie Fizycznym Uniwersytetu przy ul. Hożej 69.
- Dnia 5 kwietnia:** Zebranie referatowe o godz. 10 rano i o 5 ppół. w Zakładzie Fizycznym Uniwersytetu.
- Dnia 6 kwietnia:** Zebranie referatowe o godz. 10 rano w Zakładzie Fizycznym Uniwersytetu. Zamknięcie Zjazdu (wspólne ze Zjazdem Chemików) o g. 5 pp. w auli Politechniki. Wieczorem kolacja wspólna w gmachu Stowarzyszenia Techników przy ul. Czackiego 3/5.
- Dnia 7 kwietnia:** Wycieczki zbiorowe.
- Walne Zebranie Polskiego Towarzystwa Fizycznego odbędzie się we czwartek d. 5 kwietnia od g. 3 do g. 5 pp. w Zakładzie Fizycznym Uniwersytetu.
- UWAGA:** Biuro informacyjne Zjazdu mieścić się będzie w Zakładzie Fizycznym Uniwersytetu (ul. Hoża 69).

Ryc. 15. Program ramowy I Zjazdu Fizyków Polskich zamieszczony na odwrocie karty uczestnictwa (archiwum PTF)

Władysław Natanson. Zgodnie ze statutem wybrano Zarząd Główny Towarzystwa na następną trzyletnią kadencję. Przewodniczącym Zarządu został Stefan Pieńkowski, a dotychczasowy przewodniczący Wojciech Natanson, pełniący wówczas funkcję Rektora UJ, został wiceprzewodniczącym. Członkami Zarządu zostali wybrani: Czesław Białobrzelski, Mieczysław Wolfke, Józef Patkowski i Witold Pogorzelski. Podczas zebrania uchwalono pobieranie składek w celu zasilenia funduszy na wydawnictwa PTF. W sprawozdaniach SPPTF za lata 1922-1924 czytamy, że składka wynosiła 6 złotych rocznie. Była to jednak kwota przeliczona, przypomnijmy bowiem, że w roku 1923 szalała w kraju hiperinflacja i obowiązującą walutą była jeszcze marka polska. (Jak wspomniano wyżej, polski złoty został wprowadzony do obiegu dopiero, w kwietniu 1924, w wyniku reformy pieniężnej przeprowadzonej przez Władysława Grabskiego.) Zgodnie z uchwałą podjętą na zebraniu, funduszami pochodzącymi ze składek członkowskich w całości rozporządzać miał Zarząd Główny. W ramach składki członko-

wie Towarzystwa mieli otrzymywać zeszyty sprawozdań PTF. Postanowiono także organizować Zjazdy Fizyków co roku, w różnych miastach Polski i wyrażono życzenie, aby podczas Zjazdów oprócz referatów prac oryginalnych były również wygłaszane referaty o treści ogólnej i pedagogicznej. Następne Walne Zebranie odbyło się we wrześniu 1924 podczas II Zjazdu Fizyków Polskich w Krakowie. Kolejne zjazdy odbywały się już jednak co dwa lata, więc III Zjazd, zorganizowany we Lwowie, miał miejsce w 1926.

I Zjazd przygotował Zarząd Główny PTF, a nie Oddział Warszawski. Na przewodniczącego I Zjazdu w Warszawie wybrano Konstantego Zakrzewskiego z Uniwersytetu Jagiellońskiego. Nie było jeszcze wówczas zwyczaju, że zjazdy organizowane są przez lokalne Oddziały PTF, a przewodniczącym komitetu organizacyjnego jest przewodniczący miejscowego Oddziału.



Ryc. 16. Konstanty Zakrzewski (NAC)

Konstanty Zakrzewski (1876-1948) doktoryzował się i habilitował na UJ [6]. Początkowo związany był jednak z Uniwersytetem we Lwowie, gdzie przejął katedrę fizyki teoretycznej po Marianie Smoluchowskim, gdy ten przeniósł się do Krakowa. Po śmierci Smoluchowskiego (1917) Zakrzewski został kierownikiem Zakładu Fizycznego UJ i do końca życia kontynuował swoją pracę naukową w Krakowie. Należał do grupy członków założycieli PTF. W czasach, gdy odbywał się I Zjazd, rozpoczął badania elektrooptycznego zjawiska Kerra w cieczech oraz badania polaryzacji dielektrycznej ciał stałych. W późniejszych latach interesował się promieniotwórczością. W roku 1930 ukazał się jego podręcznik na ten temat.

W zapowiedziach przedzjazdowych zaplanowano 23 referaty [12] różnych autorów, za to w sprawozdaniu z I Zjazdu [1] jest informacja jedynie o 19 prelegentach, przy czym sześciu z nich wygłosiło po 2 odczyty. Wykłady odbywały się w oddanym do użytku w 1921 gmachu Zakładu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego przy ul. Hożej 69. Tam też znajdowało się Biuro Informacyjne Zjazdu. W podanych poniżej tytułach referatów dokonano nieznacznej korekty ortograficznej,

ponieważ w tamtych czasach obowiązywały zasady piśmiennicze z 1918 roku, które zresztą nie były powszechnie respektowane.

Podczas I Zjazdu wygłoszono następujące odczyty [1]:

- Stanisław Kalinowski – *Wyniki dotychczasowe i stan obecny badań magnetyzmu ziemskiego w Polsce*
- Mieczysław Wolfke – a) *Sprawozdanie z prac własnych od 1911 roku*, b) *Wysokie napięcia transformatora Tesli*
- Zygmunt Klemensiewicz – *Równy rozdział energii w teorii promieniowania*
- Jan Stock – *O pewnym zjawisku osmozy*
- Stanisław Landau (Ziemecki) – *Dysocjacja a własności optyczne pary jodu*
- Waclaw Werner – *Kształcenie nauczycieli fizyki*
- Stanisław Zaremba – *Sprawa kontroli doświadczalnej teorii względności*
- Czesław Białobrzęski – a) *O pracach własnych*, b) *O teorii absorpcji*
- Alfred Denizot – a) *O wahadle i giroskopie Foucault* b) *O ciśnieniu promieniowania*
- Ludwik Wertenstein – a) *O naboju promieni β* , b) *Z badań nad gazami bardzo rozrzedzonymi*
- Stefan Pieńkowski – a) *Adsorpcja słaba roztworów niezjonizowanych*, b) *Potencjały przy wyładowaniu przez krótkie iskry*
- Czesław Reczyński – *O promieniach dodatnich*
- Konstanty Zakrzewski – *O działalności Krakowskiego Zakładu Fizycznego w okresie 1918-1923*
- Maria Asterblumówna – *Zmiany trwałe przy fluorescencji cieczy*
- Cezary Pawłowski – *Stosowalność prawa Beera do ośrodków mętnych*
- Władysław Smosarski – *Badanie teoretyczne wahań temperatury na powierzchni ziemi*
- Edward Stenz – *O badaniach promieniowania słonecznego w Polsce*
- Mieczysław Pożaryski – *Demonstracja kinematografu inż. Śliwińskiego w zastosowaniach do zjawisk fizycznych*
- Kazimierz Grabowski – a) *Zasady energetyki*, b) *O teorii względności*

W sprawozdaniu z I Zjazdu Fizyków i Chemików, opublikowanym w lwowskim czasopiśmie *Kosmos* [11] czytamy: *Niestety, z braku funduszy, referaty Zjazdu Fizyków nie doczekają się zapewne ogłoszenia drukiem. Chemicy są w szczęśliwszym położeniu, albowiem ich wielki przemysł dostarczył im środków na ogłoszenie wszystkich referatów zjazdowych.*

Jak wynika z powyższego wykazu, tematyka referatów była dosyć różnorodna. Przedmiotem badań były głównie ciecze i gazy oraz ogólnie rozumiane pro-



Ryc. 17. Gmach Zakładu Fizyki Doświadczalnej UW, gdzie wygłaszano odczyty I Zjazdu Fizyków Polskich: a) stan z lat 20. XX w. [6] (NAC); b) stan po wybudowaniu prawego skrzydła w 1932 roku, z napisem Instytut Fizyki Doświadczalnej (NAC)

mieniowanie. Kilka referatów poświęcono teorii. Związek z głównymi trendami fizyki światowej był trudno uchwytny. Zainteresowania badawcze wielu prelegentów dopiero się krystalizowały, a ponadto wśród nich byli nie tylko fizycy, ale także geofizycy, matematycy oraz inżynierowie. Pamiętajmy że środowisko fizyków polskich nie było w tym okresie liczne. Typowo przyczynkarskie tytuły wielu wystąpień wynikały z tego, że aktywność naukowa wielu polskich fizyków była wówczas ograniczona niedawnymi perypetiami wojennymi i ubóstwem aparatury naukowej. Dynamiczny rozwój fizyki w Polsce miał dopiero nastąpić za kilka lat.

Przed Zjazdem planowano, aby odczyty pogrupować w odrębne sekcje [11], jednakże później zrezygnowano z tego pomysłu ze względu na spory rozrzut tematyczny oraz stosunkowo niedużą ich liczbę.

Przeglądając tytuły widzimy, że 5 referatów dotyczyło zjawisk optycznych (w tym absorpcji i emisji światła). Późniejszy, międzywojenny rozwój fizyki doświadczalnej w Polsce pokazał, że właśnie optyka a ściślej fizyka atomowa i molekularna stała się, za sprawą uczniów Stefana Pieńkowskiego, dominującą tematyką badawczą. Oprócz tego na Zjeździe sporo mówiono o szeroko rozumianym promieniowaniu, geofizyce i fizyce atmosfery, a także

o teorii względności. Tylko jedno wystąpienie (Wacława Wernera) poświęcone było kształceniu w zakresie fizyki. Na Walnym Zgromadzeniu Delegatów PTF (05.04.1920) uznano to za pewne niedociągnięcie organizacyjne, bowiem wszyscy uczestnicy mieli świadomość tego, jak ważne dla odrodzonego państwa jest kształcenie, w tym kształcenie w zakresie fizyki i to zarówno w szkołach średnich, jak i na wyższych uczelniach. Biorąc to pod uwagę Walne Zgromadzenie zleciło organizatorom przyszłego zjazdu, który miał się odbyć w Krakowie w 1924 roku, utworzenie odrębnej Sekcji Pedagogicznej oraz dobór odpowiednich referatów [11]. Ponadto zalecono, aby w przyszłości podczas zjazdów wygłaszane były referaty na temat ostatnich osiągnięć fizyki światowej. W cytowanym już wyżej sprawozdaniu [11] czytamy (pisownia nieznacznie skorygowana):

[...] zważywszy bowiem na niezmiernie wysokie ceny czasopism naukowych i wynikająca stąd na ogół niemożliwość utrzymania się na poziomie wiedzy Zachodu, a także znaczne luki, jakie w tym kierunku spowodowało odcięcie wojną światową od obcokrajowych ognisk pracy naukowej, polecono komitetowi przyszłego Zjazdu wyszukać referentów, którzy mogliby w dłuższych referatach przedpołudniowych przedstawić gronu kolegów na Zjeździe rozwój poniekąd niektórych gałęzi nauki fizyki w czasie ostatnim i podać liczniejsze źródła literatury. Zalecono także, aby autoreferaty dotyczące badań własnych były wygłaszane w sesjach popołudniowych.

Wśród prelegentów I Zjazdu oprócz nazwisk znanych fizyków, takich jak Wolfke, Pieńkowski, Białobrzeski czy Wertenstein, znajdujemy także nazwiska mniej znane i trochę już zapomniane. Szczegółowe biogramy tych osób można znaleźć w *Słowniku Fizyków Polskich*, pod red. Andrzeja Kajetana Wróblewskiego [13] lub w *Historii Fizyki w Polsce* [6]. W tym miejscu ograniczymy się jedynie do krótkich informacji biograficznych dotyczących głównie lat sprzed I Zjazdu.

Stanisław Kalinowski (1873-1946) wraz z **Wacławem Dziewulskim** (1882-1938) był inicjatorem powstania PTF. W pierwszym Zarządzie Głównym pełnił funkcję wiceprzewodniczącego. Był profesorem PW i rektorem Wolnej Wszechnicy Polskiej w latach 1919-1924. Zajmował się geomagnetyzmem. Założył Obserwatorium Magnetyczne w Świdrze pod Warszawą (późniejsza nazwa – Obserwatorium Geofizyczne). Był autorem podręczników szkolnych z fizyki. Kalinowski udzielał się politycznie, a w latach 1921-1927 był członkiem Senatu RP.

Zygmunt A. Klemensiewicz (1886-1963) był w dwudziestolecie międzywojennym profesorem zwyczajnym chemii fizycznej i elektroniki na Politechnice Lwowskiej. Wcześniej, studiując u Fritza Habera w Karlsruhe opracował wraz z nim pierwszą elektrodę szklaną do badania

przewodnictwa elektrycznego w gazach. Przed I wojną światową pracował w Instytucie Radowym w Paryżu pod kierunkiem Marii Skłodowskiej-Curie. Był zapalonym taternikiem i autorem podręczników taternictwa.

Jan J. Stock (1881-1925) stopniowo zdobywał na UJK we Lwowie. W międzyczasie odbył staż na Uniwersytecie w Getyndze u prof. Woldemara Voigta, gdzie zajmował się zjawiskiem Zeemana. W roku 1919 został profesorem zwyczajnym powstałej wówczas Akademii Górniczej w Krakowie. Pełnił tam funkcję prodziekana a następnie dziekana Wydziału Górniczego. W roku 1924 zorganizował w Krakowie II Zjazd Fizyków Polskich. Był wówczas przewodniczącym Oddziału Krakowskiego PTF. Zmarł przedwcześnie.

Stanisław Ziemecki, wcześniej Landau (1881-1956) – interesował się właściwościami optycznymi gazów i kryształów. Podczas studiów w Getyndze badał zjawisko jarzenia się par rtęci pod wpływem promieniowania rentgenowskiego. Należał do grupy założycieli PTF. Organizował nauczanie fizyki w Szkole Wawelberga i Rotwanda oraz na SGGW w Warszawie, gdzie po latach został profesorem. Był pionierem badań promieniowania kosmicznego w Polsce.

Wacław Werner (1879-1948) – studiował w Darmstadt i Getyndze, a doktoryzował się we Fryburgu w Szwajcarii. Był adiunktem a następnie docentem na PW, specjalizował się w dydaktyce fizyki. Należał do grupy członków założycieli PTF. Był pierwszym przewodniczącym Oddziału Warszawskiego PTF.

Stanisław Zaremba (1863-1942) – przedstawiciel krakowskiej szkoły matematycznej. Interesował się też fizyką. W roku 1919 wspólnie ze Stefanem Kreutzem (z UJ) wydali monografię o podstawach krystalografii geometrycznej. Był członkiem Polskiej Akademii Umiejętności.

Alfred Denizot (1873-1937) – studiował na Uniwersytecie w Berlinie, gdzie uzyskał doktorat. Habilitował się przed I wojną światową na Uniwersytecie we Lwowie. Później był profesorem na Uniwersytecie w Poznaniu. Zajmował się teorią wahadła Foucaulta i ruchem względnym. Był sceptyczny wobec teorii względności.

Czesław Reczyński (1878-1936) – studiował i doktoryzował się w Niemczech. Jego rozprawa doktorska dotyczyła rekombinacji jonów w powietrzu. Pod kierunkiem Johanna Starka prowadził badania łuku elektrycznego, co zapoczątkowało zainteresowanie tematyką silnie zjonizowanych gazów. Pracując w niemieckich firmach (1905-1908) był współtwórcą wysokociśnieniowej lampy rtęciowej. W 1922 roku wrócił do Polski i został profesorem zwyczajnym na Wydziale Chemicznym Politechniki Lwowskiej, gdzie objął Katedrę Fizyki II.

Maria Asterblumówna (1897-2009) – pracowała w Zakładzie Fizycznym UW, gdzie pod kierunkiem Stefana Pieńkowskiego obroniła doktorat w 1924 roku. Zajmowała się fluorescencją par i cieczy. Od 1927 używała po mężu nazwiska Proner, a w czasie II wojny – Pogonowska. Zmarła w Tel Awiwie w wieku 112 lat.

Cezary Pawłowski (1895-1981) – studiował w Odessie. Po przyjeździe do Warszawy (1919) był asystentem prof. Pieńkowskiego na UW i w roku 1926 doktoryzował się na podstawie rozprawy o właściwościach dielektrycznych emulsji gazowych. Następnie wyjechał na stypendium do Paryża, gdzie w Instytucie Radowym, pod kierunkiem Marii Skłodowskiej-Curie zmienił swoje zainteresowania, zajmując się badaniem promieniotwórczości.

Władysław Smosarski (1876-1960) doktoryzował się z matematyki na Cesarskim Uniwersytecie Warszawskim. Miał szerokie zainteresowania, ale jego głównym nurtem badawczym była meteorologia i klimatologia. Przed I wojną światową odbył dodatkowe studia w tych dziedzinach w Hamburgu i Petersburgu. Od 1919 roku był zastępcą kierownika Centralnego Instytutu Meteorologicznego w Warszawie. Prowadził wykłady na SGGW w Warszawie i na Uniwersytecie w Poznaniu. W 1923 roku uzyskał nominację na profesora nadzwyczajnego w Katedrze Meteorologii i Klimatologii na Wydziale Rolniczo-Leśnym Uniwersytetu Poznańskiego.

Edward Stenz (1897-1956) – należał do grupy członków założycieli PTF. W latach 1921-1925 był asystentem prof. Pieńkowskiego na UW. W tym okresie zaczął się interesować geofizyką. Specjalizował się w badaniach promieniowania słonecznego i miał w tej dziedzinie duże osiągnięcia. W roku 1925 został kierownikiem Wydziału Morskiego Państwowego Instytutu Meteorologii w Nowym Porcie (w Gdańsku).

Mieczysław Pożaryski (1875-1945) – należał do grupy założycieli PTF. Był skarbnikiem pierwszego Zarządu Głównego PTF. Specjalizował się w elektrotechnice. W późniejszych latach był profesorem PW, dziekanem Wydziału Elektrotechnicznego PW oraz pierwszym prezesem Stowarzyszenia Elektrotechników (później Elektryków) Polskich.

Kazimierz Grabowski (1875-1936) – ukończył Wydział Matematyki na Uniwersytecie w Warszawie a następnie szkołę inżynierską w Szwajcarii. Przed I wojną światową wykładał na Wydziale Technicznym Towarzystwa Kursów Naukowych. Był prekursorem stosowania żelbetu w Polsce [14].

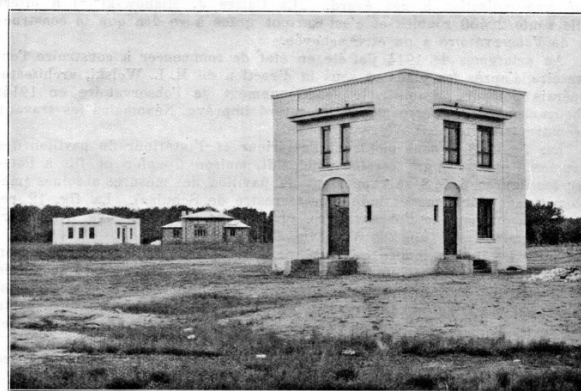
Wśród prelegentów Zjazdu, najstarszym był prof. Zaremba (ukończył 60 lat w 1923), a najmłodszymi asystentami prof. Pieńkowskiego: Maria Asterblumówna i Edward Stenz (wówczas mieli po 26 lat).

O szczegółach odczytów na I Zjeździe niewiele dzisiaj wiadomo, gdyż jak już wspomniano, ich treści nie ukazały się drukiem. Zachowała się jednak interesująca refleksja Maksymiliana Hubera, znanego wówczas profesora mechaniki, który nawiązuje do I Zjazdu fizyków Polskich relacjonując II Zjazd, który odbył się w Krakowie w 1924 roku. W lwowskim czasopiśmie *Kosmos* [15] M. Huber opisuje „nader zajmujący” referat Jana Weysenhoffa, który: *Wygłosił dwugodzinny wstępny (tzn. plenarny) wykład o teorii względności. Z zapałem godnym tej wielkiej sprawy współczesnej fizyki pokusił się prelegent o takie oświetlenie podstaw teorii względności, które położyłoby kres próbom ich zdyskredytowania w opinii uczonych w rodzaju tej, jaką przedstawił na I Zjeździe jeden z naszych produjących matematyków. Patrząc na tytuły referatów wygłoszonych na I Zjeździe możemy przypuszczać, że chodzi tu o Kazimierza Grabowskiego albo o Stanisława Zarembę. Grabowski co prawda miał wykształcenie matematyczne, ale nie był znanym matematykiem. Po uzupełnieniu wykształcenia technicznego odnosił sukcesy jako inżynier. Natomiast Stanisław Zaremba był rzeczywiście uważany za czołowego w tych czasach matematyka, a przy tym za przeciwnika teorii względności [6], i to pewnie o nim jest mowa. Dalej prof. Huber pisze: *Ożywioną dyskusję, jaka się wszczęła po tym wykładzie i w której między innymi rzucił ważne słowa prof. Cz. Białobrzeski z Warszawy, przerwała niestety spóźniona pora. Pozwolę sobie wyrazić nadzieję, że po wielce pożądanym ogłoszeniu drukiem wykładu prof. Weysenhoffa, podejmie dyskusję szersze grono znawców teorii względności nielicznie tylko na Zjeździe (II przyp. red.) reprezentowane. Jak widać z tej relacji, teoria względności od początku swojego pojawienia się budziła żywe emocje w świecie naukowym. Ze sprawozdania prof. Hubera z II Zjazdu [15] dowiadujemy się także, że na zjeździe tym nie udało się zorganizować oddzielnej Sekcji Pedagogicznej, co było postulatem Walnego Zebrania I Zjazdu. Profesor Wolfke, który miał wygłosić referat o nauczaniu fizyki na Politechnice Warszawskiej nie przybył na II Zjazd, ponieważ w tym czasie przebywał w laboratorium w Lejdzie, gdzie prowadził badania kriogeniczne, które kilka lat później doprowadziły do odkrycia nowej odmiany helu.**

Zamknięcie części naukowej I Zjazdu Fizyków (wspólnie ze Zjazdem Chemików) odbyło się 06.04.1923 o godz. piątej po południu w Małej Auli PW. Podsumowania Zjazdu Fizyków dokonał prof. Zakrzewski z Krakowa. Wieczorem odbyła się wspólna kolacja w reprezentacyjnym gmachu Stowarzyszenia Techników przy ul. Czackiego 3/5. Na I Zjeździe Fizyków Polskich zapoczątkowano, utrzymującą się do dzisiaj, tradycję lokalnych wycieczek organizowanych dla uczestników zjazdu. Na pierwszym zjeździe celem wycieczek, które odbyły się 7 kwietnia, były następujące obiekty:

- Stacja Radio-Transatlantycka na Powązkach
- Obserwatorium Magnetyczne w Świdrze pod Warszawą
- Politechnika Warszawska i Stacja Filtrów
- Fabryka Perun na Pradze (gdzie otrzymywano ciekłe powietrze)
- Stacja odbiorcza Radio w Grodzisku Mazowieckim (do 1928 miasto nazywało się Grodzisk), przy czym ta wycieczka miała miejsce 8 kwietnia.

Obserwatorium Magnetyczne w Świdrze zostało założone w 1920 roku przez Stanisława Kalinowskiego. W późniejszych latach zostało przekształcone w Obserwatorium Geofizyczne. Opracowywano tam mapy rozkładu pola magnetycznego na ziemiach polskich.



Ryc. 18. Obserwatorium Magnetyczne w Świdrze (NAC)

Warszawskie filtry wody to część wodociągów warszawskich wybudowanych w latach 1883-1886 wg projektu Williama Lindleya i jego syna Williama Heerleina Lindleya. Były to bardzo nowoczesne, jak na tamte czasy, rozwiązania inżynierskie. W kolejnych latach system został rozbudowany i uzupełniony o nowe obiekty.

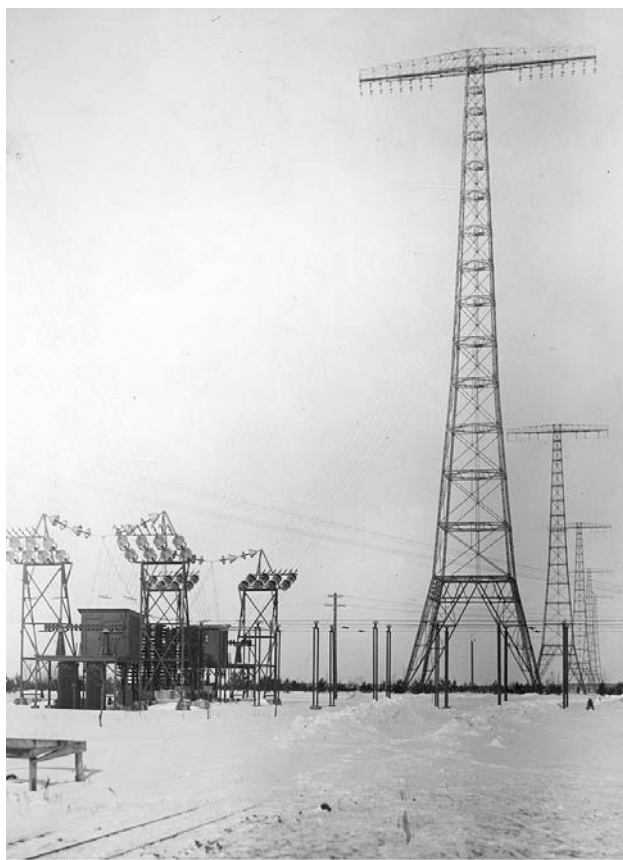


Ryc. 19. Stacja filtrów wody w Warszawie (NAC)

Transatlantycka Centrala Radiotelegraficzna składała się z trzech instalacji: Stacji Nadawczej na Powązkach (a raczej w Starych Babicach), Stacji Odbiorczej w Grodzisku Mazowieckim oraz Centralnego Biura Operacyjnego w Warszawie, które zarządzało Centralą i synchronizowało całość operacji związanych z nadawaniem i odbiorem fal radiowych. W czasie I Zjazdu instalacje były bliskie ukończenia. Stacja Nadawcza została uruchomiona

w październiku 1923 roku. Umożliwiła międzykontynentalny kontakt radiotelegraficzny. Stacja została wysadzona w powietrze przez Niemców 16.01.1945, na dzień przed wyzwoleniem Warszawy.

W prywatnej (istniejącej do dzisiaj) fabryce Perun, znajdującej się w prawobrzeżnej Warszawie, produkowano między innymi gazy techniczne (tlen i azot), ciekłe powietrze, elektrody do spawania łukowego oraz inny sprzęt spawalniczy. Zjawisko łuku elektrycznego mogło być interesujące dla wielu uczestników Zjazdu, gdyż za jego pomocą można było uzyskiwać wysoką temperaturę oraz wytwarzać i badać światło w lampach łukowych.



Ryc. 20. Stacja Transatlantycka w latach 30. XX w. (NAC)



Ryc. 21. Łuk elektryczny [16]

Refleksje końcowe

Porównując z pewną nostalgią I Zjazd Fizyków Polskich z 1923 roku ze współczesnymi zjazdami oraz ówczesną sytuację ogólną z naszą obecną sytuacją widzimy oczywiście bardzo duże różnice, ale także i pewne podobieństwa. Zachowując wszelkie proporcje należy zauważyć, że tak, jak 100 lat temu dotkliwie odczuwamy inflację,

przeszliśmy okres pandemii (w 1920 borykano się z „hiszpanką”) oraz mamy niepokoje za naszą wschodnią granicą. Niezależnie od tego, podobnie jak wtedy, chcemy poznawać nową fizykę, dzielić się swoją wiedzą z innymi oraz uczyć się wzajemnie od siebie. Z satysfakcją musimy podkreślić, że tradycja Zjazdów Fizyków Polskich ma już 100 lat, odbywają się one regularnie i jedynie okresy okupacji, stalinizmu i stanu wojennego zaburzyły na krótko ich cykliczność. Mimo, że na współczesnych zjazdach liczby uczestników, wykładów oraz sesji specjalistycznych bardzo wzrosły w porównaniu z latami 20. XX w., to jednak zjazdy zachowały swoją początkową formułę. Biorą w nich udział fizycy, w tym duże grupy nauczycieli fizyki. Dla uczestników organizowane są wycieczki oraz imprezy towarzyszące. Ważnym punktem każdego zjazdu jest Zebranie Delegatów wszystkich oddziałów PTF. W czasach wąskiej specjalizacji w fizyce współczesnej, zjazdy PTF odgrywają wielką rolę integracyjną i stwarzają okazję do spotkania fizyków zajmujących się bardzo różną tematyką. Kultuwujemy zatem tę piękną stuletnią tradycję.

Literatura

- [1] „Sprawozdanie z działalności PTF w okresie 1922-24” *SPPTF* 1 (4) 42 (1925).
- [2] *Politechnika Gdańska – 50 lat wczoraj dziś i jutro*. Rok jubileuszowy 1994/95 Politechnika Gdańska 1995, red. B. Ząbczyk-Chmielewska, B. Chakuć, s.5.
- [3] A. K. Wróblewski, *Historia fizyki* PWN, Warszawa 2007, ss. 463, 464, 466, 467, 478, 590.
- [4] https://disf.org/autori/arthur_compton
https://pl.wikipedia.org/wiki/Louis_de_Broglie
- [5] „Założenie Polskiego Towarzystwa Fizycznego i działalność jego oddziałów w okresie 1920/21” *SPPTF* 5 (1923).
- [6] A. K. Wróblewski, *Historia fizyki w Polsce* PWN, Warszawa 2020, ss. 19,7 185, 203,231, 264, 272.
- [7] *Postępy Fizyki* 71 (4) (2020) (zeszyt poświęcony stuleciu PTF).
- [8] *Postępy Fizyki* 73 (2) (2022) (zeszyt poświęcony Mieczysławowi Wolfkemu).
- [9] K. Petelczyc, E. Kędzierska, *Mieczysław Wolfke – Gdyby mi dali choć pół miliona...* OWPW, 2018.
- [10] *Przemysł Chemiczny* VII (5) 113(1923)
- [11] E. Tenczyn, *Kosmos – czasopismo Polskiego Towarzystwa Przyrodników* 2-3 503 (1923).
- [12] *Przegląd Techniczny* 14 135 (1923) .
- [13] *Słownik Fizyków Polskich*, red. A. K. Wróblewski, Wydawnictwa PAU, 2023.
- [14] Informacja Andrzeja K. Wróblewskiego.
- [15] M.T. Huber, *Kosmos – czasopismo Polskiego Towarzystwa Przyrodników*, Lwów (1924) s. 965.
- [16] https://pl.wikipedia.org/wiki/%C5%81uk_elektryczny

Włodzimierz Marek Tulczyjew (1931–2022)

Paweł Urbański*

Katedra Metod Matematycznych Fizyki, Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

Z własnoręcznie napisanego przez Włodka życiorysu (we wrześniu 1956 roku):

Urodziłem się 18 czerwca 1931 r. we Włodawie woj. lubelskie jako syn urzędnika samorządowego. Od 1933 do 1943 mieszkałem w Ostrowie Lubelskim, gdzie ojciec pracował jako księgowy w Zarządzie Miejskim. W Ostrowie ukończyłem pięć klas szkoły podstawowej. W 1943 roku zostałem wywieziony wraz z rodziną do Niemiec, gdzie pracowałem w fabryce zbrojeniowej. W czerwcu 1945 roku wróciłem do Lublina. Ojciec pracował w Wojewódzkim Zarządzie Przemysłu Terenowego w Lublinie. W 1949 roku ukończyłem Gimnazjum Ogólnokształcące im. Vetterów w Lublinie i przenieśliśmy się do Warszawy. W 1952 roku ukończyłem w dyplomem przodownika Państwowe Liceum Telekomunikacyjne Ministerstwa Poczty i Telegrafów w Warszawie. Od 1952 do 1956 roku studiowałem na Wydziale Mat-Fiz (sekcja fizyki) Uniwersytetu Warszawskiego.

Już podczas studiów Tulczyjew znalazł się w grupie skupionej wokół Leopolda Infelda (Jerzy Plebański, Andrzej Trautman, Iwo Białynicki-Birula, Stanisław Bażański i inni). Najstarszy z tej grupy, Jerzy Plebański, pomagał Infeldowi w kierowaniu pracą naukową młodszych kolegów, w tym Tulczyjewa, który studia zakończył pracą magisterską *Masa ciała w 6-tym przybliżeniu nowej metody aproksymacyjnej*.

Po studiach Tulczyjew pozostał w kręgu Infelda jako asystent w Instytucie Fizyki Teoretycznej, w Katedrze Elektrodynamiki i Teorii Względności. Pozostał też w kręgu zagadnień bliskich Infeldowi: ruch w OTW. Pracę doktorską *Ruch ciał wirujących i cząstek multipolowych w ogólnej teorii względności*, pisaną pod kierunkiem Infelda (a także Plebańskiego) obronił w 1959 roku. Recenzentami byli profesorowie Jan Weysenhof i Józef Werle. W tematyce związanej z OTW wybitnym osiągnięciem Tulczyjewa jest nowa, oryginalna metoda opisu cząstek próbnych. Po doktoracie Tulczyjew odchodzi od tematyki związanej z OTW, mimo istotnych i cenionych w środowisku relatywistów (William G Dixon, Andrzej Traut-

man, Achilles Papapetrou) osiągnięć, i rozpoczyna pracę nad podstawami teorii kwantowych. Tej tematyce poświęcona jest jego rozprawa habilitacyjna składająca się z trzech prac: *An Abstract Formulation of Quantum Dynamics*, *An Abstract Formulation of Nonrelativistic Quantum Dynamics*, *An Abstract Formulation of Relativistic Quantum Dynamics*, opublikowanych w Bull. Ac. Pol. Sci. 13 (1965). Stopień naukowy docenta (habilitacja) Tulczyjew otrzymuje 04.10.1965. W tym czasie ma za sobą istotne staże zagraniczne: Dubna i Londyn w 1958, Imperial College (Londyn) 1959/1960, Lehigh University (Bethlehem, Pennsylvania) w 1960/1961, w 1966 Dubna i Boston University (6 miesięcy). Z pobytu w Bethlehem pochodzą Lecture Notes zatytułowane *The theory of Systems with Internal degrees of Freedom*. Praca ta, opublikowana dopiero w 2003 roku w tomie 59 Banach Center Publications, podobnie jak *The origin of variational principles* z tego samego tomu ukazuje siłę i bogactwo idei Tulczyjewa, które stały się inspiracją dla wielu matematyków i fizyków teoretycznych.

Problem, który nurtował Tulczyjewa przez prawie całą jego działalność naukową, było pogodzenie idei relatywistycznych i kwantowych. Nie akceptował częściowych odpowiedzi i szukał właściwych rozwiązań. Odrzucał argumenty Wolfganga Pauliego i Victora Weiskopfa o nieistnieniu mechaniki kwantowej bozonów, według których tylko teoriopólowy opis bozonów jest możliwy. W swojej rozprawie habilitacyjnej Tulczyjew podał elegancki schemat relatywistycznej mechaniki kwantowej jako teorii rozpraszania, gdzie antycząstki są opisane jako cząstki poruszające się do tyłu w czasie. W pracach składających się na tę rozprawę Tulczyjew jawi się jako prekursor geometrycznej kwantyzacji, rozwiniętej kilka lat później przez Jean-Marie Souriau i Bertrama Kostanta. Tulczyjew był też jednym z pierwszych fizyków dostrzegających głęboki związek teorii Utiyamy z teorią pól Yanga-Millsa. Poszukiwanie właściwego sformułowania relatywistycznej mechaniki kwantowej kazało mu wrócić do podstaw teorii klasycznych, zwłaszcza do mechaniki klasycznej, i fundamentów ra-

*ORCID: 0000-0003-2591-9390

chunku wariacyjnego (raczej opisu wariacyjnego układów fizycznych).

Badania Tulczyjewa były bardzo wysoko oceniane przez Infelda, który w swoich, wydanych pośmiertnie, wspomnieniach pisał o Włodku jako swoim najwybitniejszym uczniu. Infeld dawał Tulczyjewowi dużo swobody, akceptując między innymi jego częste wyjazdy naukowe. Po śmierci Infelda (15.01.1968) nowe kierownictwo Instytutu Fizyki Teoretycznej już mu tej swobody nie gwarantowało. Tulczyjew zdecydował się na emigrację. Z Polski wyjechał 28.09.1968 i przez Rzym trafił do Kanady, na Uniwersytet w Calgary.

Zadanie, które sobie postawił Tulczyjew, wymagało szerokiego frontu prac (jak mówił: *należy zajrzeć pod każdy kamyczek*) i, w konsekwencji, licznych współpracowników. Już w Warszawie zainspirował młodszych kolegów, głównie z Katedry Metod Matematycznych Fizyki na Wydziale Fizyki UW, którą kierował Krzysztof Maurin, zwracając ich uwagę na geometrię wielosymplektyczną i jej zastosowania do geometryzacji rachunku wariacyjnego. Prace Jerzego Kijowskiego, Wiktora Szczyrby, Jacka Komorowskiego i Krzysztofa Gawędzkiego należą do klasyki tej tematyki. W Kanadzie kontynuował prace, rozpoczęte w Warszawie, nad niezależnym od cechowania opisem dynamiki cząstki naładowanej w sformułowaniu typu Kaluzy-Kleina (Ryszard Kerner w Warszawie, R. J. Torrence w Calgary). Rozpoczął też prace nad zagadnieniem odwrotnym rachunku wariacyjnego: znaleźć warunek konieczny i dostateczny istnienia lagrangianu dla danego układu równań różniczkowych cząstkowych, to znaczy że układ ten jest układem Eulera-Lagrange'a. Tulczyjew rozwiązał problem konstruując podwójny kompleks wariacyjny. Równania Eulera-Lagrange'a są „dokładnymi formami” w tym kompleksie. Tulczyjew udowodnił też Lemat Poncaré'ego dla tego kompleksu. Wyniki te były bardzo wysoko oceniane przez wielu matematyków (André Lichnerowicz, Iwan Winogradow, Paul Dedecker, Willy Sarlet, Michael Crampin). Według Dedeckera był to najważniejszy rezultat w rachunku wariacyjnym od wielu lat. W 1974 roku Tulczyjew opublikował pracę *Hamiltonian Systems, Lagrangian Systems and the Legendre Transformation* (Symposia Mathematica, 15), w której podał pełen geometryczny sens transformacji Legendre'a jako przejścia od opisu lagrange'owskiego do hamiltonowskiego (i *vice versa*) dynamiki układu mechanicznego (i nie tylko) w języku relacji symplektycznych i ich obiektów tworzących. Temat ten był obecny w twórczości Włodka jeszcze wiele lat i znalazł swoje apogeum w fundamentalnej pracy *A Slow and Careful Legendre Transformation for Singular Lagrangians* (Acta Physica Polonica B, 30), której jestem współautorem. Podstawowa struktura geometryczna związana z transformacją Legendre'a znana jest teraz jako *trójka Tulczyjewa* (ang.

Tulczyjew Triple). Tulczyjew nie czuł się dobrze w Kanadzie, więc z entuzjazmem przyjął propozycję kierowania programem *Geometria symplektyczna w mechanice i teorii pola* w Istituto di Fisica Matematica Uniwersytetu w Turynie. Dyrektorem tego instytutu był wówczas Dionigi Galletto, później wieloletni przyjaciel Włodka. Współpraca rozpoczęta w drugiej połowie lat 70. trwała do końca lat 80. XX w. Do grupy Tulczyjewa w Turynie (Sergio Benenti, Mauro Francaviglia, Marco Ferraris, Giorgio Pidello) dołączali też koledzy z Warszawy, z kręgu KMMF (Jerzy Kijowski, Paweł Urbański, Adam Smólski, Stanisław Zakrzewski). Zapraszani byliśmy również do Calgary. Efektem współpracy w Turynie była, między innymi, seria prac o relacjach symplektycznych, geometrycznej treści równań Hamiltona-Jacobiego i metody Jacobiego (Sergio Benenti, Włodzimierz Tulczyjew). Praca Włodka w Turynie została doceniona – w roku 1981 został członkiem zagranicznym Akademii Nauk w Turynie (Accademia delle Scienze di Torino).



(fot. Paweł Urbański)

Pod koniec lat 80. XX w. Włodek skorzystał z możliwości przejścia na wcześniejszą emeryturę w Kanadzie i przeniósł się do ukochanych Włoch, do Camerino, gdzie został zatrudniony jako profesor *di chiara fama* (poza konkursami) Metod Matematycznych Fizyki Uniwersytetu w Camerino. Wkrótce rozpoczął też współpracę z Giuseppe Marmo, profesorem Uniwersytetu Federico II w Neapolu oraz Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (oddział w Neapolu). Zakres jego oddziaływania znacznie się poszerzył i stwarzał nowe możliwości współpracy (Fiorella Barone, Antonio de Nicola i wielu innych).

Na początku lat 90. XX w. Włodek i Sara (żona Tulczyjewa od 1975 roku) kupili i odrestaurowali dom probostwa w Valle San Benedetto (comune Monte Cavallo) położony w górach bardzo przypominających polskie Beskidy. Nareszcie był u siebie, w domu (w *palazzo*, jak mówili sąsiedzi), do którego przylegał duży teren, gdzie uprawiał ogródek warzywny.



(fot. Paweł Urbański)

Dom Włodka i Sary Tulczyjewów był zawsze otwarty dla licznych przyjaciół i współpracowników. Gości nigdy nie brakowało. Niestety teren, w którym mieszkali jest bardzo aktywny sejsmicznie. Pierwsze poważne trzęsienie ziemi nawiedziło ich 30.10.1997. Dom został poważnie uszkodzony, ale udało się go wyremontować. Drugie, 30.10.2016 (już po śmierci Sary w 2013), nie było już takie łaskawe. Włodek nie miał szans na powrót do *palazzo*.

W swojej pracy naukowej Włodek był fizykiem – mówił: *jeżeli masz problem matematyczny, odpowiedzi szukaj w fizyce*. Nie przywiązywał się do formalizmów i kontestował ogólnie przyjęte paradygmaty. Dwa przykłady: Pierwszy dotyczy szeroko rozumianego rachunku waria-

cyjnego. Zgodnie z ogólnie akceptowanym (przez fizyków i matematyków) wyobrażeniem, zasada wariacyjna prowadzi jedynie do równań Eulera-Lagrange'a bez sił wewnętrznych. Włodek proponuje pełną zasadę wariacyjną (pełną różniczkę działania) opisującą relację między konfiguracją a siłami zewnętrznymi, między przyszłością i przeszłością (pędy). Opisane jest to w pracy *Dynamics of autonomous systems with external forces* (Acta Phys. Pol. B 33) z udziałem Giuseppe Marmo i moim jako współautorami. Włodek postrzegał dynamikę jak statykę w czasoprzestrzeni, stąd powrót do zasad wariacyjnych w statyce. Stronę koncepcyjną zasad wariacyjnych Tulczyjew opisał w pracy, wspomnianej na początku artykułu, *The origin of variational principles* oraz w jednym z ostatnich swoich opracowań *Equilibria of static systems* (arXiv:2009.07085). Zwraca uwagę odmienne od standardowego pojęcie więzów. Według Tulczyjewa więzy są formułowane na poziomie przesunięć wirtualnych a nie konfiguracji. Zmodyfikował przy tym pojęcia więzów holonomicznych i nieholonomicznych (*A note on holonomic constraints*, arXiv:math-ph/0604070). Drugim przykładem jest dynamika cząstki naładowanej. Opis à la Kaluza-Klein, którego sam był współautorem, uważał za niewłaściwy. Fizyka podpowiadała, że trzeba szukać gdzie indziej, zachowując czterowymiarową czasoprzestrzeń. Satisfakcjonującą odpowiedź podaliśmy w *An affine framework for the dynamics of charged particles*, Atti Accad. Sci. Torino, 126. Lagrangian został zinterpretowany nie jako funkcja na wiązce stycznnej, ale cięcie pewnej wiązki afinicznej nad wiązką stycznną do czasoprzestrzeni. Praca stała się zaczątkiem rozwijanej później geometrii wartości afinicznych stosowanej do opisu różnych układów, niezależnie od cechowań czy też układów odniesienia. Lista prac Tulczyjewa jest długa. Jeszcze dłuższa jest lista przedsięwzięć rozpoczętych, niezakończonych. Czeka ją na kontynuatora jego idei.

Włodek Tulczyjew zmarł 04.12.2022 w szpitalu w Camerino (Włochy).

Kronika Polskiego Towarzystwa Fizycznego

PAŹDZIERNIK 2023

Warszawa. Profesor Andrzej Kajetan Wróblewski, jeden z filarów Wydziału Fizyki UW, fizyk wysokich energii, od przeszło pół wieku profesor zwyczajny UW, historyk nauki i jej popularyzator, autor licznych książek, kolekcjoner, **obchodzi w tym roku jubileusz 90-lecia.** Na Wydziale i wśród kolegów znany jako AKW, ma Jubilat w życiorysie wielką liczbę osiągnięć poza pracą ściśle naukową: współautor (z Januszem Zakrzewskim) uniwersyteckiego podręcznika fizyki, autor *Historii fizyki i Historii fizyki w Polsce*, książek o astronomii, wspomnień, zbioru anegdot z życia uczonych, niezliczonych artykułów w *Wiedzy i Życiu*, wykładów, referatów w Polsce i poza jej granicami, doktoraty honorowe kilku uniwersytetów światowych... któż to zdoła zliczyć! A przede wszystkim lata wykładów i seminariów na Wydziale, opieka nad licznymi magistrantami i doktorantami, pełnione funkcje Dyrektora Instytutu Fizyki Doświadczalnej, Dziekana Wydziału i wreszcie Rektora Uniwersytetu Warszawskiego. Jakżeż intensywne musi być życie, by pomieścić tyle osiągnięć!

Jubileusz świętowaliśmy 23 października 2023 roku w ramach uroczystego Konwersatorium Wydziałowego im. J. Pniewskiego i E. Infelda. Obmyślając program wiedzieliśmy, że Jubilat nie życzy sobie, by uroczystość przypominała tę opisaną przez Boya w wierszu *Krakowski jubileusz* (Tadeusz Boy-Żeleński *Słówka*). Warunek był trudny do spełnienia (radzimy przeczytać!), więc zorganizowaliśmy wszystko „po swojemu”, a jedynym ustępstwem na rzecz tradycji było 100 lat w archiwalnym nagraniu Chóru i Orkiestry Symfonicznej Polskiego Radia. No i jeszcze tort, z dziewięcioma świeczkami (każda na jedną przeszłą dekadę), dający się podzielić na więcej niż 100 części, ozdobiony kaktusami, grzybami i... wzorem Wróblewskiego¹. Jednak przedtem, w wypełnionym po brzegi audytorium, po powitaniach Dziekana prof. Dariusza Wasika i Dyrektora IFD prof. Pawła Kowalczyka, wysłuchaliśmy pięknego wykładu prof. Stefana Pokorskiego (UW) *Andrzej Kajetan Wróblewski – fakty i wspomnienia*, listu nadesłanego przez prof. Henry'ego Lubattiego (Uniwersytet Stanowy w Seattle, USA)

1. Wzór Wróblewskiego wiąże dyspersję D rozkładu krotności, n , cząstek naładowanych w stanie końcowym oddziaływania hadronów wysokich energii z ich średnią krotnością:

$$D \equiv \sqrt{\langle (n - \langle n \rangle)^2 \rangle} = a \langle n \rangle - b$$

Proc. Int. Colloquium on Multiparticle Reactions, Zakopane, 20-24 June 1972; raport IBJ nr 1421/VI/PH (1972).



Państwo Barbara i Andrzej Kajetan Wróblewscy (fot. Jarosław Rybusiński)



(fot. Jarosław Rybusiński)



Sala wypełniona po brzegi łącznie ze schodami (fot. Jarosław Rybusiński)



(fot. Jarosław Rybusiński)

i życzeń (nagranych) od prof. Andrzeja Białasa (UJ, Kraków). W imieniu zaprzyjaźnionych instytucji życzenia Jubilatowi złożyli: prof. Jarosław Włodarczyk (Instytut Historii Nauki PAN), dr Paweł J. Napiórkowski (ŚLCJ UW), prof. Agnieszka Pollo (NCBJ) i prof. Danuta Kisielewska (AGH, Kraków). Wspomnienia i anegdota opowiadali byli doktoranci AKW, którzy przybyli na uroczystość: dr Jacek Gajewski (NCBJ), dr Adam Para (Laboratorium Fermiego, USA), dr Maciej Górski (NCBJ), prof. Sławomir Tkaczyk (Laboratorium Fermiego, USA), prof. Grzegorz Wrochna (POLSA). Wspomnieniami podzielili się z nami: prof. Ryszard Stroynowski (Uniwersytet SMU, USA), prof. Leszek Zasztowt (Instytut Historii Nauki PAN), dr hab. Roman Szwed (Atende S.A. Warszawa) oraz profesorowie naszego Wydziału: Marta Kicińska-Habior i Teresa Rząca-Urban. Życzeniom serdecznym i podziękowaniom składanym prywatnie, także prośbom o autografy w książkach nie było końca tak w audytorium, jak i w czasie poczęstunku w holu Wydziału. Nagranie uroczystości znaleźć można na: <https://youtu.be/aKSgCGZBoWo>

Inne materiały (m.in. zdjęcia) pojawią się w Fizykotece Wydziałowej: <https://fizykoteka.fuw.edu.pl>

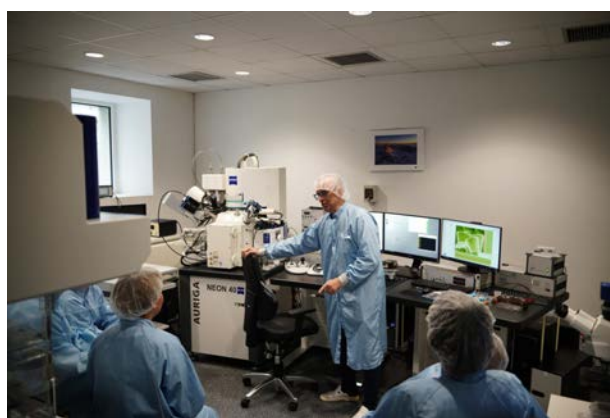
Szanowny Profesorze Jubilate! Bądź z nami przez następne dziesiątki lat i ucz nas: fizyki, jej historii i tego co najtrudniejsze – „zawodu” uczonego!

*Barbara Badełek, Aleksander Filip Żarnecki,
Wydział Fizyki UW*

Warszawa. W dniach 20-21.10.2023 w Instytucie Fizyki PAN miała miejsce uroczysta konferencja z okazji 70-lecia Instytutu. Pierwszy dzień konferencji przeznaczono na Sympozjum Naukowe, w którym wzięli udział liczni zaproszeni goście, wykładowcy, pracownicy i doktoranci. Oficjalną sesję okolicznościową otworzył dyrektor IF PAN prof. Roman Puźniak, który odczytał także zebrany list gratulacyjny przysłany przez sekretarza stanu w Ministerstwie Edukacji i Nauki pana Wojciecha Murdzka. Przemówienia wygłosili m. in.: prezes Polskiej Akademii Nauk prof. Marek Konarzewski, rektor Uniwersytetu Warszawskiego prof. Alojzy Nowak i przedstawiciel Austriackiej Akademii Nauk prof. Gunther Bauer. Część naukowa sympozjum objęła szkic historii Instytutu przedstawiony przez prof. Tomasza Dietla, trzy referaty przeglądowe dotyczące aktualnych osiągnięć Instytutu oraz osiem wykładów merytorycznych. Te ostatnie m. in. wygłosili profesorowie Laurens Molenkamp z Uniwersytetu we Würzburgu, Klaus von Klitzing z Instytutu Maxa Plancka (Stuttgart), Maciej Lewenstein z Institut de Ciencies Fotonique (Barcelona), Marek Potemski, były doktorant IF PAN, z Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses (Grenoble) i dr Andrzej Siemko, były doktorant IF PAN,



Profesor Emilia Witkowska przedstawiła osiągnięcia Instytutu Fizyki PAN w obszarze badań teoretycznych (fot. Magdalena Szymanek)



Jedną z atrakcji Dnia Otwartego było zwiedzanie normalnie niedostępnych tzw. „czystych” laboratoriów technologicznych Instytutu (fot. Daniel Jastrzębski)



Zabawy z ciekłym azotem zawsze należą do najprzyjemniejszych! (fot. Daniel Jastrzębski)

z CERN (Genewa). W Sympozjum uczestniczyli także przedstawiciele władz m. st. Warszawy, dziekan Wydziału III PAN prof. Janusz Jurczak, prodziekani Wydziału, dyrektorzy i pracownicy Instytutów Wydziału

III PAN z całej Polski, dziekani i pracownicy Wydziałów Fizyki warszawskich i pozawarszawskich uczelni, oraz pracownicy i emerytowani pracownicy IF PAN. W drugim dniu konferencji w ramach Dnia Otwartego Instytut gościł licznych mieszkańców Warszawy i okolic, którzy mieli okazję wysłuchać szeregu wykładów popularnonaukowych, zwiedzić laboratoria Instytutu, wziąć udział w demonstracjach i doświadczeniach. Specjalny program przygotowano dla najmłodszych gości, a ich entuzjazm, zaangażowanie i radość najlepiej świadczyły o powodzeniu imprezy. Konferencja, której program i wykłady są dostępne na stronie internetowej Instytutu: <https://www.ifpan.edu.pl/instytut-fizyki-pan/70-lecie-instytutu/program-sympozjum.html>, odbyła się pod patronatem Ministra Edukacji i Nauki, a projekt był dofinansowany ze środków budżetu państwa przyznanych przez Ministra Edukacji i Nauki w ramach Programu Doskonała Nauka II.

Aleksander Wittlin, IFPAN

WRZESIEŃ 2023



Tort dla uczestników 48. ZFP 2023 z okazji setnej rocznicy 1. ZFP 1923 (fot. Wojciech Zając)

W dniach 01-07.09.2023 odbył się w Gdańsku **48. Zjazd Fizyków Polskich**. Organizatorami Zjazdu byli: Zarząd Główny PTF, Oddział Gdański PTF, Wydział Fizyki Technicznej i Matematyki Stosowanej Politechniki Gdańskiej oraz Wydział Matematyki, Fizyki i Informatyki Uniwersytetu Gdańskiego. Tegoroczny Zjazd miał szczególny charakter, gdyż odbywał się w setną rocznicę pierwszego Zjazdu, który miał miejsce w kwietniu 1923 roku w Warszawie.

Zgodnie z tradycją celem Zjazdu była promocja fizyki z podkreśleniem dotychczasowych osiągnięć naukowych i dydaktycznych w tej dziedzinie. Wydarzenie skierowane było do szeroko rozumianego środowiska fizyków zarówno o ugruntowanej pozycji w środowisku, jak i młodych naukowców, studentów, nauczycieli fizyki oraz ich uczniów, a także pasjonatów fizyki. W spotkaniu wzięło udział niemal 460 uczestników, w tym prawie 100 nauczycieli oraz około 80 doktorantów, studentów i uczniów.

Dwa pierwsze dni wykładowe, 2 (sobota) i 3 (niedziela) września w dużej mierze poświęcone zostały dydaktyce fizyki w szkołach podstawowych i średnich, a także popularyzacji fizyki w bardzo szerokim tego słowa znaczeniu.

Kilka miesięcy przed Zjazdem przeprowadzona została szeroka kampania informacyjna na łamach różnych czasopism powiązanych z naukami ścisłymi, a także w mediach społecznościowych. Celem tej akcji było zwrócenie uwagi jak największej liczby nauczycieli fizyki i zachęcenie ich do uczestniczenia wraz z uczniami w tym ważnym wydarzeniu. We współpracy ze Szkołą Podstawową nr 86 z Gdańska oraz z Gdańskim Wydawnictwem Oświatowym, organizatorzy Zjazdu ogłosili szereg konkursów dla uczniów szkół podstawowych: konkurs na maskotkę 48. Zjazdu Fizyków Polskich, konkurs na plakat 48. Zjazdu Fizyków Polskich, konkursy Festiwalu fizyki i Migawki z fizyki oraz konkurs na projekt edukacyjny Razem odkryjemy fizykę. Łącznie we wszystkich tych działaniach wzięło udział ponad 1700 uczniów z całego kraju. Uroczyste wręczenie większości nagród i wyróżnień odbyło się podczas specjalnej sesji 02.09.2023. Z wyróżnionych prac plastycznych (Portrety fizyków oczami dzieci) został przygotowany kalendarz na 2024 rok, a zgłoszone do konkursu maskotki zaprezentowane zostały na wystawie. Ponadto podczas sesji uroczystie rozdano nagrody i wyróżnienia Oddziału Gdańskiego PTF za popularyzację fizyki. Medale im. Ignacego Adamczewskiego otrzymały: Maria Alicka, Beata Bochentyn, Aleksandra Mielewczyk-Gryń i Joanna Gondek. W ramach dni dydaktyki na 48. ZFP można było wziąć udział w Bazarze fizyki, tzn. zaprezentować własne autorskie pomysły na ciekawe eksperymenty fizyczne i pomoce metodyczne usprawniające nauczanie lub czyniące proces dydaktyczny bardziej atrakcyjnym. Odbyło się również spotkanie Ogólnopolskiego Klubu Demonstratorów. Po raz pierwszy w ramach sesji plenarnej, ze względu na istotę problemu, przeprowadzono dyskusję panelową *Kondycja nauczania fizyki w polskich szkołach – szanse i ryzyko*. Krytycznie oceniono sytuację, a właściwie zapaść w kształceniu nauczycieli fizyki w Polsce – jedną z przyczyn złego postrzegania fizyki jako przedmiotu szkolnego oraz braku chętnych do studiowania tego kierunku. Stwierdzono, że bez odgórnych, strukturalnych zmian w nauczaniu fizyki w szkole podstawowej i średniej kryzys ten będzie się pogłębiał mimo licznych prób wprowadzania różnych autorskich programów nauczania. O problemach przygotowania i realizacji tego rodzaju programów dyskutowano podczas sesji Nauczanie fizyki. Tegoroczne nagrody PTF wręczone zostały w czasie sesji inauguracyjnej Zjazd. Nazwiska nagrodzonych i wyróżnionych znaleźć można w *Postęпах Fizyki* 74 (3) 60 (2023) https://www.ptf.net.pl/sites/default/files/PF/PF_3_2023_60.pdf

Ważnym motywem tegorocznego Zjazdu była tematyka związana z ubiegłoroczną Nagrodą Nobla, tj. stanów splątanych fotonów i informatyki kwantowej. Uczestnicy mogli wysłuchać trzech bardzo ciekawych wykładów, wygłoszonych przez znamienitych znawców tej tematyki: laureata Nagrody Nobla prof. Antona Zeilinger (wykład był przeprowadzony zdalnie), jego wieloletniego współpracownika prof. Marka Żukowskiego (UG) i prof. Ryszarda Horodeckiego (UG). Tematyka ta była także poruszana na innych wykładach podczas sesji tematycznych.

Podsumowując, na dziewięciu sesjach plenarnych i dwudziestu dziewięciu sesjach tematycznych przedstawiony został przegląd osiągnięć polskich fizyków, pracujących w kraju i za granicą. Na wykładach nie zabrakło sugestii dotyczących dalszego rozwijania badań w dziedzinach fizyki ważnych dla rozwoju gospodarki, jak np.: energetyka jądrowa, kwantowa inżynieria materiałowa, technologie kwantowe i wsparcie medycyny. Jednakże najbardziej ekscytującym aspektem Zjazdu były tematy, dotyczące badań fundamentalnych i poszukiwania „nowej fizyki”. Na uwagę zasługuje liczny udział młodych fizyków w sesji plakatowej i w specjalnej sesji naukowo-dydaktycznej, gdzie wybrani autorzy prezentowali swoje osiągnięcia i przemyślenia. Specjalnie powołana Komisja spośród prezentacji wyróżniła najciekawsze plakaty dotyczące dydaktyki. Najlepszy plakat naukowy wybrali uczestnicy sesji plakatowej w drodze głosowania.

Młodzi naukowcy na spotkaniu z Zarządem Głównym Polskiego Towarzystwa Fizycznego mieli okazję wyrazić swoje uwagi i oczekiwania, dotyczące funkcjonowania i przyszłości PTF oraz finansowania i rozwoju nauk fizycznych w Polsce.

Zjazd był również okazją do zapoznania się z możliwością do wykorzystania infrastrukturą badawczą oferowaną przez Narodowe Centrum Promieniowania Synchrotronowego SOLARIS, a konkretnie rentgenowskimi laserami wykorzystującymi swobodne elektrony: Extreme Light Infrastructure (ELI ERIC) i XFEL. Można było również poznać ofertę wydawniczą z zakresu nauk ścisłych Wydawnictwa Naukowego PWN, Gdańskiego Wydawnictwa Oświatowego, Wydawnictw Szkolnych i Pedagogicznych oraz Nowej Ery.

Uczestnicy Zjazdu mieli też możliwość obejrzenia bardzo ciekawych wystaw i pokazów: wystawy starodruków ze zbiorów Biblioteki Głównej PG i kolekcji dawnych przyrządów kreślarskich, zabytkowych przyrządów fizycznych oraz wystawy *Pionierzy fizyki na Politechnice Gdańskiej*. Na oddzielną uwagę zasługuje interaktywna wystawa optyczna, która z pewnością będzie inspiracją wielu autorskich pomysłów demonstracji fizycznych do

przeprowadzenia w szkole lub w domu. Wystawa ta pozostała otwarta dla grup zorganizowanych i gości indywidualnych jeszcze przez 3 tygodnie po zakończeniu Zjazdu. Przez ten okres tajniki optyki zgłębiło ok. 800 osób nie tylko z województwa pomorskiego, ale nawet z Wągrowca czy Olsztyna. Część zwiedzających uczestniczyła również w wykładach z pokazami, stanowiącymi wprowadzenie do tematyki prezentowanej na wystawie, a wszystko po to, aby przedstawiane zagadnienia fizyczne stały się bardziej zrozumiałe.

Tradycyjnie w czasie ZFP miała miejsce, już po raz czternasty, konferencja ISPEC (Informal Physical Societies Exchange Conference). Ważnym akcentem 48. ZFP była również wizyta Prezesa Europejskiego Towarzystwa Fizycznego profesora Luca Bergé.

Zjazdowi towarzyszyły różne imprezy integrujące środowisko naukowe, sprzyjające wymianie myśli i tworzeniu koleżeńskich więzi: oryginalna wystawa Logos & Techne prezentująca dzieła inspirowane naukami ścisłymi i powstałe z wykorzystaniem narzędzi informatycznych; ciekawe pokazy dotyczące fizyki morza prezentowane przez fizyków, którzy na szkunerze STS Kapitan Borchardt przyплыли do Gdańska z Lubeki; nocne wycieczki urokliwymi uliczkami Starego Gdańska w ramach Nocny muzeów – to niektóre z tych wydarzeń. Niezapomnianych wrażeń dostarczył koncert Minimal Night Kwartetu Smyczkowego Bonsai, rejsy po Zatoce Gdańskiej zaś, kończące intensywny czas Zjazdu, z pewnością pozostaną na długo w pamięci uczestników. Dużym zainteresowaniem cieszył się wykład otwarty *Kryptografia kwantowa: Jak złamać szyfry niemożliwe do złamania?*, wygłoszony przez Marcina Pawłowskiego, prof. UG. Na koniec trzeba wspomnieć, że 48. ZFP po raz pierwszy w historii takich zjazdów miał swoje logo muzyczne, tj. fanfarę, skomponowaną przez młodego gdańskiego kompozytora Franciszka Ruska.

Tegoroczny ZFP patronatem objęli: JM Rektor Politechniki Gdańskiej, JM Rektor Uniwersytetu Gdańskiego, Związek Uczelni w Gdańsku im. Daniela Fahrenheita, Pomorski Kurator Oświaty, Prezydent Miasta Gdańska oraz Wojewoda Pomorski i Marszałek Województwa Pomorskiego oraz media: TVP Nauka, TVP Gdańsk, Radio Gdańsk, Pulsar, Wiedza i Życie oraz Świat Nauki.

Źródła finansowania 48. ZFP: budżet państwa w ramach programu Doskonała Nauka, moduł Wsparcie konferencji naukowych, Politechnika Gdańska w ramach programu IDUB Carbonium Supporting Conferences, ponadto firmy: ELI ERIC, LABSOFT sp. z o.o., NETZSCH, Grupa Zibi S.A., Profi Competence, a także wydawnictwa: Gdańskie Wydawnictwo Oświatowe, Wydawnictwa Szkolne i Pedagogiczne, Wydawnictwo Naukowe PWN i Nowa Era.

Szczegóły dotyczące 48. Zjazdu Fizyków Polskich oraz galerię zdjęć z tego wydarzenia znaleźć można na stronie internetowej <https://ftims.pg.edu.pl/48zfp>

Komitet Organizacyjny 48. ZFP

SIERPIEŃ 2023

Białystok 22.08.2023. W gronie 71 badaczy z całej Polski, których działania naukowe zostaną sfinansowane w ramach konkursu MINIATURA 7, znalazł się dr Marcin Makowski z Katedry Metod Matematycznych Fizyki Wydziału Fizyki UwB. Na realizację projektu, którego celem jest zdefiniowanie nowej miary ryzyka finansowego przy wykorzystaniu dobrze znanego formalizmu transformaty Radona, naukowiec otrzymał ponad 33 tysiące złotych.

CZERWIEC 2023

Rzeszów. 02.06.2023 odbyła się XVI edycja Rzeszowskiej Konferencji Młodych Fizyków, cyklicznych spotkań studentów oraz doktorantów fizyki i nauk pokrewnych, podczas których w przyjaznej atmosferze prezentują oni wyrozumieliśmy audytorium obszary swoich zainteresowań oraz dokonań naukowych.. Rzeszowska Konferencja Młodych Fizyków odbywa się niemal corocznie od 2006 roku, kiedy to została zorganizowana w odpowiedzi na potrzebę stworzenia przestrzeni do szkolenia umiejętności przygotowania i wygłaszania referatów naukowych wśród studentów Uniwersytetu Rzeszowskiego planujących studia doktoranckie. Od tego czasu RZKMF rozszerzona została o sesję posterową, przyciągnęła doktorantów jak również uczestników z innych ośrodków naukowych, także studentów ze współpracujących z Uniwersytetem uczelni ukraińskich. Tegoroczną edycję, oprócz przedstawicieli lokalnych ośrodków naukowych (Uniwersytetu i Politechniki Rzeszowskiej, Centrum Nauki Łukasiewicz) uświetnili swoimi wystąpieniami reprezentanci: Uniwersytetu Jagiellońskiego, Instytutu Fizyki Jądrowej PAN, Politechniki Krakowskiej, Politechniki Lubelskiej, Uniwersytetu Łódzkiego, Uniwersytetu Śląskiego, Politechniki Śląskiej, Politechniki Gdańskiej oraz

Przykarpackiego Uniwersytetu w Iwano-Frankowsku (Ukraina). Patronat nad wydarzeniem objęły Rzeszowski Oddział Polskiego Towarzystwa Fizycznego, Kolegium Nauk Przyrodniczych UR, Podkarpacki Klaster Energii Odnawialnej oraz Koło Naukowe Fizyków UR.

MAJ 2023

Rzeszów. W dniach 17-21.05.2023 odbywał się Piknik Nauki Eksploracje – cykl wydarzeń naukowych, organizowanych corocznie przez Stowarzyszenie ExploRES, mających na celu popularyzację nauki, techniki i edukacji nieformalnej w przestrzeni miejskiej i w murach lokalnych uczelni. Pierwsze takie wydarzenie odbyło się w 2010 i od tego czasu było kontynuowane – najpierw jako Dzień Odkrywców, a od 2018 roku już pod swoją obecną nazwą. Tegoroczna edycja trwała kilka dni, każdy poświęcony innej dziedzinie wiedzy: 18 maja odbył się Integracyjny Czwartek – eksperyment, którego celem było uświadomienie uczestnikom problemów i trudności, z jakimi mierzyć się muszą osoby niedowidzące i z dużymi wadami wzroku; 19 maja miał miejsce Politechniczny Piątek – zorganizowane przez Wydział Elektrotechniki i Informatyki Politechniki Rzeszowskiej spotkanie, podczas którego upowszechniano wiedzę z zakresu robotyki, automatyki i programowania; 20 maja to była Sobota Pełna, tj. Piknik Nauki przy al. Lubomirskich w Rzeszowie, na którym swoje stoiska przedstawiało ok. 60 wystawców zarówno z lokalnych szkół, uczelni oraz organizacji edukacyjnych, jak również zaproszeni goście: Centrum Nauki Kopernik, Instytut Paleobiologii PAN, Centrum Badań Kosmicznych PAN, Narodowe Muzeum Techniki, IBE Laboratoria Przyszłości, Metcom Sp. z o.o., Centrum Edukacji Lotniczej „Kraków–Airport” oraz Koło Naukowe AGH Energon. Cykl zamknęła Przyrodnicza Niedziela (21 maja) – zorganizowane przez Uniwersytet Rzeszowski w rezerwacie Lisia Góra warsztaty pod gołym niebem, pozwalające zapoznać się z metodyką badania przyrody w terenie. Wszystkie wymienione wydarzenia cieszyły się dużym zainteresowaniem uczestników, więc zapewne kolejne lata przyniosą następne edycje Pikniku Nauki Eksploracje.

Leszek M. Sokołowski

Elementy szczególnej teorii względności

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_+^\uparrow \cup \mathcal{L}_+^\downarrow \cup \mathcal{L}_-^\uparrow \cup \mathcal{L}_-^\downarrow = \\ = \mathcal{L}_+^\uparrow \cup PTC_+^\uparrow \cup P\mathcal{L}_+^\uparrow \cup T\mathcal{L}_+^\uparrow$$

K_A

K_B

$$I^+(p) := \{q \in \mathcal{M}_4 : p \prec q\}$$



Leszek M. Sokołowski

Elementy analizy tensorowej

NOWE WYDANIE

$$y(s) = 1/C \cosh(s-s_0)$$



Leszek M. Sokołowski

Elementy szczególnej teorii względności

Nowoczesny, zaawansowany wykład szczególnej teorii względności w ujęciu geometrycznym, przedstawiający najważniejsze zagadnienia tej teorii traktowanej jako zespół fizycznie zinterpretowanych twierdzeń geometrii przestrzeni Minkowskiego. Autor omawia podstawy konceptualne przypisując czasoprzestrzeni geometrię Minkowskiego oraz specyficzne własności grupy Lorentza, takie jak twierdzenie Zeemana, a także reprezentację tej grupy za pomocą grup $SL(2, \mathbb{C})$ i $SO(3, \mathbb{C})$.

Przedstawia również relatywistyczną kinematykę oraz dynamikę, w tym pierwsze twierdzenie Noether (słabe prawa zachowania), pomiary w czasoprzestrzeni i najważniejsze tzw. paradoksy relatywistyczne. Szczegółowo opisuje (metodą Penrose'a) niewidoczność skrócenia lorentzowskiego w realistycznych modelach obserwacji. W uzupełnieniach podaje nowoczesne eksperymenty potwierdzające teorię Einsteina i jej związek z ogólną teorią względności oraz relacjonuje dyskusję kwestii spornych w obu teoriach: relatywistycznej koncepcji temperatury, identyfikacji punktów pustej czasoprzestrzeni, samą możliwość zmniejszenia jednokierunkowej prędkości światła, nierelatywistyczną granicę teorii oraz sens fizyczny niezmienniczości Lorentza. W literaturze angielskojęzycznej książka określona byłaby jako *graduate text in theoretical physics*.

Leszek M. Sokołowski

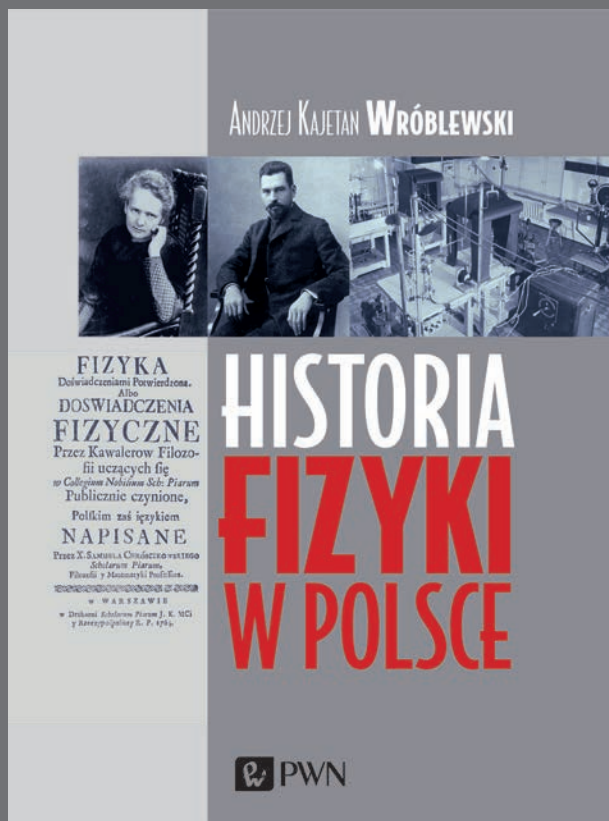
Elementy analizy tensorowej

Drugie, zmienione wydanie nowoczesnego wykładu analizy tensorowej w naukach fizycznych i technicznych.

Autor szczegółowo wyjaśnia, czym jest różniczkowa, wektor i tensor oraz dlaczego wektor nie należy do przestrzeni, w której punktach jest zaczepiony; poświęca uwagę pochodnej Liego i jej związkom z symetriami i prawami zachowania, tensorom względnym i znajdowaniu linii geodezyjnych, a także reprezentacji równania dewiacji geodezyjnej w postaci układu równań dla skalarów Jacobiego. Tekst główny uzupełniają przykłady i zadania. Ostatni rozdział to monografia zastosowań analizy tensorowej do badania krzywizny i symetrii przestrzeni Riemanna oraz czasoprzestrzeni.

Podręcznik ten przeznaczony jest dla wszystkich, którzy używają tensorów w naukach fizycznych i technicznych, może być też interesujący dla matematyków, stanowi bowiem etap pośredni między klasyczną geometrią w przestrzeni trójwymiarowej a nowoczesną abstrakcyjną geometrią różniczkową rozmaistości.





HISTORIA FIZYKI W POLSCE

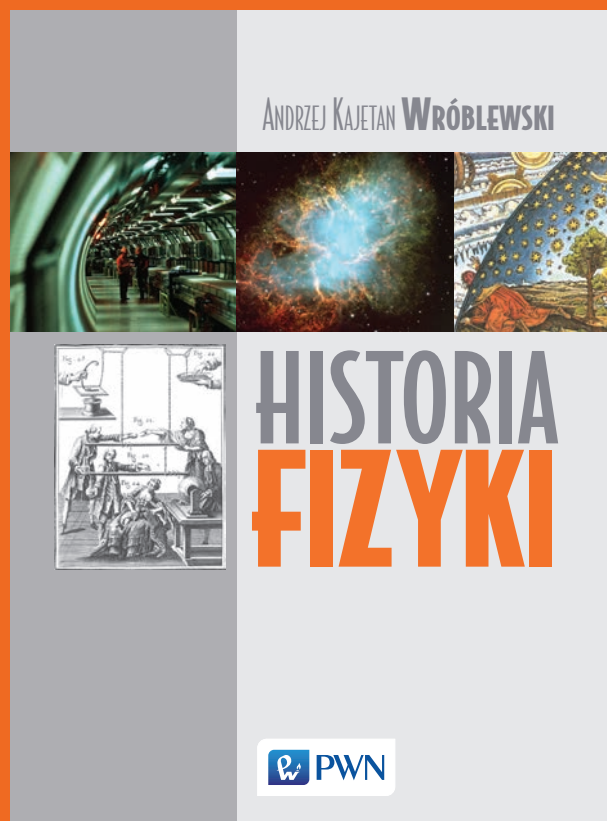
to kompleksowy opis rozwoju fizyki od początków naszej państwowości, aż do czasów współczesnych. Autor prezentuje rozwój polskich badań w dziedzinie fizyki na tle historii nauki europejskiej, a także historii szkolnictwa uniwersyteckiego w Europie. Publikacja składa się z czterech części: pierwsza obejmuje okres do utraty niepodległości w roku 1795, druga poświęcona jest rozwojowi fizyki na ziemiach polskich w okresie zaborów, trzecia dotyczy polskiej fizyki w okresie międzywojennym, czwarta zaś to historia fizyki w Polsce po 1945 roku.

Czytając tę książkę:

- poznajemy mało znane fakty z życia polskich uczonych mających wpływ na rozwój rodzimej, jak i światowej fizyki,
- uświadamiamy sobie, z jakimi trudnościami i ograniczeniami technologicznymi oraz geopolitycznymi musieli zmagać się polscy fizycy,
- dowiadujemy się, jak polska nauka wyglądała na tle rozwiązań światowych oraz jaki był wkład polskich fizyków w rozwój nauki i kultury światowej.

Całość wzbogacono o biogramy fizyków oraz nierzadko humorystyczne cytaty z ich opracowań naukowych.

Publikacja skierowana jest do studentów nauk ścisłych i przyrodniczych oraz pracowników naukowo-dydaktycznych w tych dziedzinach. Polecamy ją także profesjonalistom i pasjonatom historii nauki, filozofii i kultury.



Profesor dr hab. Andrzej Kajetan Wróblewski fizyk i historyk fizyki, absolwent Uniwersytetu Warszawskiego, gdzie pracuje od roku 1954, obecnie jako profesor emerytowany. W latach 1986–1989 pełnił funkcję dziekana Wydziału Fizyki, a w latach 1989–1993 był rektorem Uniwersytetu Warszawskiego.

- Członek: Polskiej Akademii Nauk, Polskiej Akademii Umiejętności, Towarzystwa Naukowego Warszawskiego, Polskiego Towarzystwa Fizycznego i Polskiego Towarzystwa Astronomicznego.
- Laureat: Nagrody Marii Skłodowskiej-Curie, Medalu Mariana Smoluchowskiego.
- Doktor honoris causa uniwersytetów: Chapmana (Orange, USA), Glasgow (Szkocja), Siegen (Niemcy), Politechniki Warszawskiej, Uniwersytetu Jana Kochanowskiego.
- Autor wielu prac naukowych z fizyki wielkich energii i historii fizyki, w tym *Historii fizyki* (PWN 2006) cieszącej się ogromnym uznaniem Czytelników, a także książek popularnonaukowych *Prawda i mity w fizyce* (Iskry 1987) oraz *300 uczonych prywatnie i na wesoło t. 1, 2* (Prószyński Media).
- Współautor wraz z prof. Januszem A. Zakrzewskim dwutomowego, nowatorskiego podręcznika akademickiego *Wstęp do fizyki* (wydawanego przez PWN w latach 1976–1991).