

Postępy Fizyki

CZASOPISMO NAUKOWE POLSKIEGO TOWARZYSTWA FIZYCZNEGO
POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU WIEDZY FIZYCZNEJ



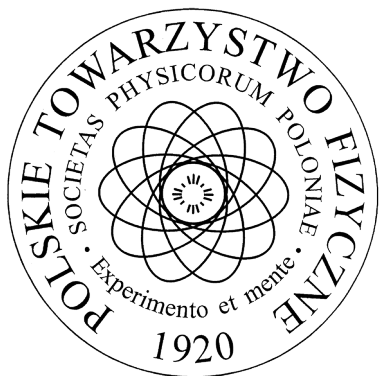
ISSN 0032-5430



Dynamics of knotted
and entangled proteins
M. Cieplak

Kwantowa grawitacja
i nieprzemienne kwantowe geometrie
J. Lukierski

Oscylacje samowzbudne w ogniwach
fotowoltaicznych, termoelektrycznych
i paliwowych R. Alicki, K. Szczygielski



POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD GŁÓWNY

Leszek Sirko (prezes)
Bogdan Kowalski (sekretarz generalny)
Jan Grabski (skarbnik)
Katarzyna Chałasińska-Macukow
Dariusz Grech
Bohdan Grządkowski
Zbigniew Kąkol
Stanisław Kistryn
Miroslaw Łoś
Maiej Maśka
Beata Agnieszka Pietrewicz
Józef Spątek
Aneta Szczygielska
Andrzej Ślebarski
Zbigniew Trybuła

ADRES BIURA ZARZĄDU

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

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW

Krzysztof Szymański (Białystok)
Adam Gadomski (Bydgoszcz)
Artur Durajski (Częstochowa)
Jarosław Rybicki (Gdańsk)
Adam Michczyński (Gliwice)
Janusz Gluza (Katowice)
Małgorzata Wysocka-Kunisz (Kielce)
Józef Spątek (Kraków)
Jerzy Żuk (Lublin)
Tadeusz Wibig (Łódź)
Ewa Pawelec (Opole)
Henryk Drozdowski (Poznań)
Gawef Żyła (Rzeszów)
Miroslaw Brozis (Słupsk)
Mariusz P. Dąbrowski (Szczecin)
Franciszek Rozpłoch (Toruń)
Andrzej Wymotek (Warszawa)
Ewa Dębowska (Wrocław)
Van Cao Long (Zielona Góra)

RADA REDAKCYJNA

Andrzej Kajetan Wróblewski (przewodniczący)
Mieczysław Budzyński
Andrzej Dobek
Witold Dobrowolski
Zofia Gołąb-Meyer
Józef Szudy

REDAKTOR HONOROWY

Adam Sobiczewski

ZESZYT ZREDAGOWAŁ ZESPÓŁ W SKŁADZIE

Anna Szemberg
Krzysztof Turzyński
Wawrzyniec Kaszub

KORRESPONDENCI ODDZIAŁÓW PTF

Krystyna Perzyńska (Białystok)
Beata A. Pietrewicz (Bydgoszcz)
Piotr Gębara (Częstochowa)
Tomasz Wąsowicz (Gdańsk)
Lucyna Grządziel (Gliwice)
Zenon Kukuła (Katowice)
Maciej Rybczyński (Kielce)
Małgorzata Nowina-Konopka (Kraków)
Janusz Filiks (Lublin)
Janusz Kuliński (Łódź)
Katarzyna Książek (Opole)
Sławomir Mamica (Poznań)
Jacek Fal (Rzeszów)
Agnieszka Włodarkiewicz (Słupsk)
Janusz Typek (Szczecin)
Michał Pawlak (Toruń)
Tadeusz Stacewicz (Warszawa)
Wojciech Rudno-Rudziński (Wrocław)
Lidia Najder-Kozdrowska (Zielona Góra)

ADRES REDAKCJI

Redakcja „Postępow Fyzyki”
Wydział Fizyki UW
Pasteura 5, pok. 2.80
02-093 Warszawa

INFORMACJE DLA AUTORÓW

Czekamy na przystępnie napisane artykuły przeglądowe i monograficzne. Układ pracy powinien odpowiadać formie przyjętej w *Postępow Fyzyki* (patrz artykuły w ostatnich zeszytach). Prace złożone w systemie \LaTeX (Microsoft Office, OpenOffice) z ilustracjami o rozdzielczości co najmniej 300 dpi w osobnych plikach prosimy nadsyłać e-mailem pod adresem j.szutta@ptf.net.pl. Redakcja zastrzega sobie prawo do skracania tekstów, ich opracowywania oraz niezbędnych zmian terminologicznych. Autorzy powinni wykonać korektę autorską złożonego artykułu. Publikowanie w *Postępow Fyzyki* wiąże się z nieodpłatnym udostępnieniem utworu autorskiego na stronie *Postępow Fyzyki* na podstawie licencji Creative Commons.

Prenumeratę dla osób/institucji niebędących członkami Polskiego Towarzystwa Fizycznego prowadzi Ruch (<http://www.prenumerata.ruch.com.pl>). Prenumeratory, którzy nie chcą korzystać z usług pośredników, powinni wpłacić odpowiednią kwotę na konto główne PTF w Banku Handlowym: 74 1030 0019 0109 8530 0046 3033, a następnie przesłać e-mailowo kopię potwierdzenia wpłaty ZG PTF i do redakcji *Postępow Fyzyki*, podając adres, pod który mają być przesyłane *Postępy Fyzyki*. Proszę też określić, jakie numery lub jaki rocznik obejmuje wpłata. Pojedynczy numer kosztuje 12 zł, a rocznik 48 zł. Koszty przesyłki pokrywa redakcja.

Czasopismo ukazuje się od 1949 roku.
Wydawca: Polskie Towarzystwo Fizyczne
Skład i łamanie: Paweł Mleczko (dtp-art.pl)
Druk i oprawa: Moś i Łuczak, Poznań
Nakład: 850 egzemplarzy

ISSN 0032-5430

44. *Kongres Polskiego Towarzystwa Fizycznego*, tradycyjnie organizowany pod nazwą Zjazdu Fizyków Polskich, odbył się na Politechnice Wrocławskiej w dniach 10–15 września 2017 r.

Oficjalnym gospodarzem Zjazdu był oddział wrocławski Polskiego Towarzystwa Fizycznego, zrzeszający pracowników trzech dużych wrocławskich instytucji prowadzących badania naukowe w fizyce i współorganizujących Zjazd: Wydziału Fizyki i Astronomii Uniwersytetu Wrocławskiego, Wydziału Podstawowych Problemów Techniki Politechniki Wrocławskiej i Instytutu Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych Polskiej Akademii Nauk we Wrocławiu.

Patronami Zjazdu byli Minister Nauki i Szkolnictwa Wyższego, dr Jarosław Gowin, oraz Prezydent Wrocławia, dr Rafał Dutkiewicz.

Uroczystego otwarcia Zjazdu dokonał JM Rektor Uniwersytetu Wrocławskiego, prof. Adam Jezierski, fascynujący inauguracyjny wykład wygłosił prof. Andrzej Kajetan Wróblewski, także pierwszego dnia Zjazdu jego uczestników powitał w Ratuszu Prezydent Wrocławia, dr Rafał Dutkiewicz, a uroczyste imprezę zamknął JM Rektor Politechniki Wrocławskiej, prof. Cezary Madryas. Wszyscy zaproszeni wykładowcy, w tym 3 laureatów Nagrody Nobla: prof. Gerard 't Hooft, prof. Shuji Nakamura i prof. Theodor Hänsch, laureat Nagrody Templetona: ks. prof. Michał Heller, a także pozostali wybitni naukowcy z Polski i zagranicy, w tym 6 laureatów Nagrody Fundacji na rzecz Nauki Polskiej, dotarli do Wrocławia i wygłosili wspaniałe wykłady, wzbudzając duże zainteresowanie licznej publiczności.

(kontynuacja na kolejnej stronie)

Dynamics of knotted and entangled proteins

M. Cieplak _____ 3

Kwantowa grawitacja i nieprzemienne kwantowe geometrie

J. Lukierski _____ 9

Nominacje profesorskie w 2017 roku _____ 22

Oscylacje samowzbudne w ogniwach fotowoltaicznych, termoelektrycznych i paliwowych

R. Alicki, K. Szczygielski _____ 24

Moje drogi do serca

Z. Nawrat _____ 30

Profesor Ludwik Kozłowski – pedagog, organizator, pracownik nauki

K. Krop _____ 38

Jubileuszowa 50. Konferencja EGAS gościła na Uniwersytecie Jagiellońskim razem z Mini-sympozjum z okazji 70. Rocznicy Urodzin Profesora Wojciecha Gawlika

J. Koperski, S. Pustelny, K. Dzierżęga _____ 41

Nagrody Polskiego Towarzystwa Fizycznego _____ 45

Kronika Polskiego Towarzystwa Fizycznego _____ 46

Na okładce:
Robot Robin Heart PortVisionAble (Robin Heart PVA) – jednoramienny robot zastępujący jednego asystenta podczas operacji endoskopowej, który został wykonany w ramach projektu FRK (kierownik Zbigniew Nawrat) finansowanego przez NCBiR

Tematyka wykładów plenarnych obejmowała przede wszystkim najważniejsze obszary fizyki, ale zadaliśmy także o obecność w programie wykładów wybitnych przedstawicieli chemii, astronomii i filozofii. Zapisy wideo wszystkich wykładów plenarnych zostały opublikowane na kanale YouTube i udostępnione na stronie Zjazdu: <http://www.44zfp.pwr.edu.pl>.

Wykłady na otwartej sesji dla młodzieży wygłosiła para wybitnych popularyzatorów fizyki: prof. Anton Zeilinger i prof. Łukasz A. Turski. Ta sesja okazała się tak atrakcyjna, że nawet w największej sali Centrum Kongresowego liczącej 620 miejsc część młodych słuchaczy musiała siedzieć na schodach między ławkami. Ku naszej radości duża grupa ok. 300 dzieci wzięła też udział w pokazie doświadczeń dla najmłodszych „Fizyka dla magika”.

Doskonałe recenzje zebrał koncert kongresowy w Narodowym Forum Muzyki, poprzedzony wykładem dr. hab. Jarosława Thiela nt. wykonanego następnie przez kierowaną przez niego Wrocławską Orkiestrę Barokową arcydzieła Johanna Sebastiana Bacha „Sztuka fugi”.

Z dużym zainteresowaniem uczestników spotkały się też odsłonięcie pomnika patrona roku 2017 w Polskim Towarzystwie Fizycznym, Mariana Smoluchowskiego, autorstwa wrocławskiego rzeźbiarza, prof. Janusza Kucharskiego, oraz odsłonięcie tablicy pamiątkowej na rodzinnym domu Maxa Borna.

Podczas Zjazdu zaprezentowane również zostały: wystawa „Pod przewodnią gwiazdą nauki – w stulecie śmierci Mariana Smoluchowskiego” autorstwa Macieja Kluzy i Marii Pawłowskiej oraz inspirowana pięknem i tajemniczością wszechświata ekspozycja prac malarskich Marka Gołębińskiego pn. „Czasoprzestrzeń”.

44. Zjazd Fizyków Polskich stał na wyjątkowo wysokim poziomie naukowym ale też okazał się niezwykle atrakcyjny dla niespecjalistów (studentów, uczniów, amatorów, pasjonatów fizyki). Szacujemy, że liczba wszystkich uczestników przekroczyła 1500 osób z czego w głównej (naukowej) części Zjazdu – zarejestrowanych było ok. 550 osób.

Podsumowując liczbę wystąpień podczas Zjazdu należy wymienić 30 wykładów plenarnych, 140 referatów w sesjach równoległych, 180 plakatów, 2 wykłady popularno-naukowe, wykład muzyczny i pokazy dla dzieci.

W przygotowanie i prowadzenie Zjazdu zaangażowanych było wiele osób: 16-osobowy Komitet Programowy (złożony z wybitnych ekspertów w kilkunastu obszarach fizyki), 53-osobowy Międzynarodowy Komitet Doradczy (przew. prof. Jan Misiewicz), 14-osobowy Komitet Organizacyjny (przew. prof. Włodzimierz Salejda; wiceprzew. prof. Krzysztof Rogacki), 4 pracowników Sekcji Organizacji Imprez Naukowych PWR, 43 wolontariuszy (studentów i doktorantów) i wielu innych. Wszystkim tym osobom serdecznie dziękuję!

Arkadiusz Wójs

Przewodniczący Komitetu Programowego
44 Zjazdu Fizyków Polskich

Dynamics of knotted and entangled proteins

Marek Cieplak

Institute of Physics, Polish Academy of Sciences

Abstract. We provide a brief overview of the topological features found in proteins and of the dynamical processes that involve knots and entanglements. Many of the theoretical results discussed here have been obtained through molecular dynamics simulations in coarse-grained models.

1. Introduction

Proteins, the workhorses of life, are linear chains of 20 kinds of amino acids. Each amino acid contains a central carbon, denoted as α -C, and a side chain that may contain up to 15 heavy, i.e. non-hydrogen, atoms. The α -C atoms are connected by the peptide bonds and thus form a line known as the backbone of the protein. This line has ends, i.e. the N- and C-termini, and thus can never generate a mathematical knot whose rigorous definition requires it to be set on a closed line. Nevertheless, a closer look at the experimentally derived native structures that are kept being deposited in the Protein Data Bank (PDB) has led first Mansfield [1, 2] in 1994 and then Taylor [3] in 2000 to conclude that it makes sense to consider some of the structures to be knotted.

There is a number of topological features that are associated with proteins (and other biomolecules). In this brief overview, we shall discuss the structural topological features and then examples of issues that arise in the conformational dynamics of such systems.

2. Topological features of the native structures of proteins

The way to identify the knots in protein chains is to make a planar projection of the backbone and count the number of crossings. The simplest knot is trefoil in which typical projections lead to three crossings. In

the Alexander–Briggs notation [4], this knot is denoted as 3_1 (the subscript enumerates the kinds of knots for a given number of crossings; for 3 crossings there is just one kind). Some projections of the same structure, however, may yield fewer crossings, reflecting the open nature of the chain – the detection of a knot in a protein is thus not absolute. One may distinguish between shallow knots, such as one identified by Mansfield in carbonic anhydrase B, and deep knots considered by Taylor. The distinction is based on the sequential location of the knot ends with respect to the termini. A knot is said to be shallow if at least one of its ends is close to a terminus (separated by, say, fewer than 10 aminoacids). Otherwise, the knot is considered to be deep. Such a knot is hard to untie and easy to define. The knot ends can be identified by the so called KMT algorithm [5, 3] in which one keeps reducing the sequential length of the chain by considering three consecutive beads (the α -C atoms) and eliminating the middle bead by directly connecting the outer beads if this step does not affect the topology of the system. The terminal beads stay intact. The first and last beads that cannot be taken out in this way define the knot ends k_1 and k_2 respectively. The knotted core of a protein is the region between k_1 and k_2 .

A direct experimental way to detect a knot (other than the determination of the native structure itself) is through single-molecule stretching by the two ter-

mini as implemented by the atomic force microscopy for the figure-eight (4_1) stopper knot of a phytochrome [6]. During stretching, k_1 grows and k_2 decreases in a jumpy fashion [7] but the ultimate tightening results in $k_2 - k_1$ reaching a minimal value so that the end-to-end distance in the stretched protein is smaller than the straight-line distance between the termini, indicating the presence of a knot. In the case of the phytochrome, the ultimate reduction in the chain length was by 17 amino acids.

There are more than 1000 knotted chains in the PDB [8, 9, 10, 11], including one with 6 crossings (6_1) [12]. Most of these chains form complexes, typically dimers with a sequentially identical partner. The binding between the chains is usually non-covalent, i.e. it is accomplished by the hydrogen bonds, ionic bridges, and through hydrophobic effects. Even if the chains contain no knots, there may still be topological features associated with their complexes: the chains may be entangled [13].

In a recent paper [14, 15], we have proposed that in order to detect entanglement arising between two open chains (not necessarily identical sequentially) stretching must involve not two but four termini. One way to do it is to anchor the N- and C-termini in one chain and to pull the N'- and C'-termini of the second chain simultaneously in the same direction. If the chains do not separate we detect the existence of an entanglement. The pulling direction may be chosen randomly. One can also anchor the N'- and C'-termini but pull by N and C in a similar fashion. If the verdict about the existence of the entanglement does not depend on the specific pulling way, we speak about entanglement of type II. Entanglement of type I occurs when some ways of pulling show entanglement and other ways do not. The distinction between the two types is illustrated in Fig. 2. There is no entanglement if the chains always disengage on pulling. In a complex comprising many chains, some pairs of the chains may be found entangled and some may not. One can define an entangled core, in an analogy to the knotted core in a single chain, as the minimal region that gives rise to entanglement. Similarly, the entanglement may be either deep or shallow, depending on the extension of the entangled core.

Among 10 498 randomly selected n -meric PDB structures, with $n \geq 2$ and without any disulfide bonds, about 900 (8.6%) were found to be entangled [14]. Most of them, about 92%, are of type I. The type II complexes are often of the coiled-coil type in which several α -helices are coiled together like the strands of a rope. One example of such a structure is the gp41

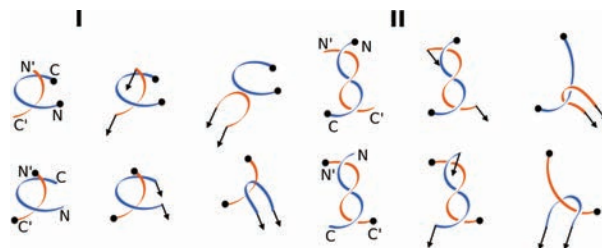


Fig 1. Schematic representations of type I (left) and II (right) entanglements under the 4-termini pulling. The anchored chain is denoted by the black dots at its termini, and the pulling direction of another chain is indicated by the black arrows. This is a variant of Fig. 2 shown in ref. [15]

hexamer that initiates the entry of the HIV virus into a cell. The type of the entanglement is related to Gauss linking number, L_k , of the two involved chains [16]. Essentially, L_k indicates how many turns are involved when one chain winds around the other chain. Type I is associated with $|L_k|$ of 1 or 0, depending on how one closes the chains into loops. The closing can be accomplished by connecting the termini of the individual chains by a piece of “thread”, but there is no unique way of guiding the thread. Type II requires that the absolute value of L_k must be larger than 1, or that it switches between 1 and 2, again depending on how one closes the open protein chains into loops.

Ambiguities associated with the type I entanglement may disappear when some of the non-peptide bonds within chains or interactions between chains are due to disulfide bonds between the sulphur atoms in cysteines. The disulfide bonds are covalent and thus difficult to break. The dimer of cysteines is known as cystine. One example is citrate synthase from thermophilic *Pyrobacterium aerophilum* [17] of 409 residues and the structure code 2IBP. In this system, the entanglement is provided by two intrachain disulfide bonds that introduce closed loops. On reduction of the disulfide bonds (which results in their removal), the entanglement in structure 2IBP switches to type I and the entanglement ends are approximately at the crossing points, i.e. at sites 32 and 389. In this case, the chains may separate for some directions of pulling. This protein is listed in the LinkProt database [18, 19] that contains structures containing links such as Hopf links (equivalent to two catenated rings with two crossings) or Solomon links (four crossings). These links may arise also in single chains. In the database the 2IBP structure is characterized as deterministic and corresponding to the Hopf topology. For two and more chains, the deterministic kind is the same as our type II entanglement and type I is called probabilistic. Our classification is based on the dynamics, and is thus implementable

experimentally, whereas the one used in LinkProt is based on the HOMFLY-PT polynomials [20, 21]. We also differ in the resulting statistics: LinkProt gives 22% of the deterministic linked structures, but including the intrachain ones. In addition, LinkProt considers situations in which the additional linking bonds are not covalent, but are stronger than the hydrogen bonds. These are the amide, ester, and thioester bridges.

The interchain links involving the disulfide bonds should be distinguished from the native-state single-chain entanglement that sometimes takes place in proteins in the form of cystine knots [22, 24] or lasso motifs [25, 19]. The cystine knot is a motif that arises in many extracellular growth factors that contain a number of disulfide binds increasing their stability. This motif involves three disulfide bonds that are shown schematically in Fig. 2. Two of these bonds generate a closed ring of, typically, 8 residues by connecting two separate 4-residue segments in the backbone. The third disulfide bond pierces through the ring and connects a cysteine above the ring with a cysteine below it which makes an oyster-like arrangement. The growth factors often form dimers. In a dimer, the individual chains, each with its own cystine knot, are connected to each other by up to two additional disulfide bonds, depending on the protein. The lasso motif involves just one disulfide bond which converts a large segment of a backbone. If this ring is crossed by another segment of the backbone one gets a knot in the form of a “pierced lasso”.

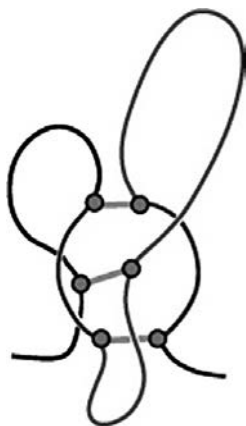


Fig 2. Topology of a protein chain with the cystine knot. The small circles indicate the cysteine residues. They are connected, pairwise, by disulfide bonds. Two of the disulfide bonds complete the central ring. The third pierces through the ring

3. Conformational dynamics with knots and entanglements

Theoretical biochemistry has developed all-atom programs to simulate molecular dynamics of proteins. However, these programs are not practical when de-

aling with large conformational transformations that occur during folding, stretching, heat-induced unfolding, and so on. They are also not practical when determining equilibrium properties, especially when assessed as a function of the temperature. In order to access the long time scales required one needs to reduce the number of details in the description with the expectation that these details are relevant only at short time scales. We have developed one such coarse-grained model [26]. It is outlined in refs. [27, 28, 24, 29, 30, 31]. It is structure-based, meaning that its parameters are determined based on the experimentally established native structure. Not all sequences fold into one structure (and its fluctuationally-accessible vicinity). These so called intrinsically disordered proteins are often associated with neurological diseases. For such systems, we have developed another coarse-grained model (with Mioduszewski [32]) but we have not used it in the topology-related contexts yet.

In our structure-based model, (see also ref. [33]), the protein is represented by a chain of effective particles located at the α -C atoms. The backbone stiffness of a protein is described by the chirality potential, which favors the native sense of the local backbone chirality. The bonded interactions (the peptide and disulfide bonds) are described by the harmonic potentials. All non-bonded interactions between residues i and j at the distance of r_{ij} are represented by contact potentials, usually of the Lennard–Jones form, $V_{ij}(r_{ij}) = 4\epsilon[(\sigma_{ij}/r_{ij})^{12} - (\sigma_{ij}/r_{ij})^6]$. The contacts formed between pairs of amino acids are detected in the native state by using a criterion which is based on existence of an overlap between spheres associated with heavy atoms [34, 27, 30]. The parameters σ_{ij} are determined pair-by-pair so that the potential has a minimum in the native structure. The binding energy ϵ is approximately 110 pN, and thus the room temperature is around $0.30 - 0.35 \epsilon/k_B$ [24]. A contact is considered broken if its distance is larger than $1.5 \sigma_{ij}$. The non-native contacts are purely repulsive and they act on distances smaller than 4 \AA . The solvent is implicit and is represented by the temperature-dependent Langevin noise. It should be noted that the native structure itself reflects the presence of the specific solvent: water. In a different medium the structure would be different. The characteristic time scale in the problem, τ , is of order 1 ns.

We have used this model to study a variety of issues. One of the projects involved studying of how proteins respond to the two-terminal stretching at constant speed. The force of resistance to stretching when plotted against the displacement of the pulling spring that is attached to a terminus, may display a number

of separated peaks. The height of the tallest of them is denoted by F_{max} . This force is required to unravel the tertiary structure of the protein and is thus a measure of its mechanostability. Mechanostability does not correlate with the thermal stability, defined as a temperature at which the probability of staying in the native state crosses $\frac{1}{2}$. This is because the structure parts that easily yield to thermal fluctuations are usually not those that resist stretching (and that depend on which pair of residues is picked to implement the process). We have made surveys of nearly 20 000 single chain proteins [28, 24] and identified systems with particularly large mechanostability.

Among them was a cohesin, one of the structured domains in a bacterial molecular complex known as cellulosome [35] that is responsible for degradation of cellulose into simple sugars (understanding of this process is relevant for designing improved ways to convert biomass into biofuels [36]). We have predicted that F_{max} for this cohesin should exceed 400 pN which agreed with the experimental value [37]. This is twice as high as the F_{max} for the most stable structured domain of the muscle protein titin. It should be noted that the values of F_{max} depend on the pulling speed. In the near-experimental range of order 500 nm/s, the dependence is weak: logarithmic. However, it becomes strong when one considers speeds that have to be used in all-atom simulations which are 7 orders of magnitude bigger. For instance, Lu and Schulten in their “steered” molecular dynamics simulations of the domain of titin [38] obtain F_{max} in excess of 2000 pN, most likely because of the different physics involved at such speeds. Under such circumstances, the stretching speed exceeds the speed of propagation of a mechanical impulse. The latter has been estimated to be about 50 Å/ps, at least for polyalanine of 40 mers [39].

For most proteins, including the cohesin and titin, the resistance to stretching comes from regions in which the contacts get sheared. One gets large values of F_{max} when many contacts get sheared simultaneously. Such regions are referred to as the mechanical clamps. Other related types of the mechanical clamps (such as tensile) are discussed in ref. [23]. It has turned out that the largest values of F_{max} are associated with proteins that contain the cystine knot motif [24]. We have predicted that certain variants of this motif (“cystine plugs”) may yield forces approaching even 1500 pN at the expected experimental speeds [40]. However, measuring forces in such a range requires non-standard approaches. The remarkable observation about these proteins is that it is not the shear that generates the strong resistance to stretching. It is the change in the topology. On stretching, the disul-

fide bond that pierces the basic ring of the cystine knot is involved in dragging a segment of the protein on one side of the ring through the ring at a sufficiently large force. This results in the formation of a slipknot conformation. All-atom simulations confirm the existence of this topology-changing mechanism [41].

Stretching of knotted proteins without the disulfide bonds does not produce any novel mechanical clamps. However, it may reduce sequential extent of the knot [7]. More importantly, it may result in knot untying, depending on which residues are picked for pulling and on the stochasticity of the thermal fluctuations [42]. For the entangled chains, the four-terminal pulling comes with the force-displacement patterns that are distinct from the patterns corresponding to the 2-terminal process [15]. Stretching in which the two termini belong to different chains ultimately results in dissociation.

One of the interesting questions pertaining to the “topological dynamics” is: how do the knots form on folding from an extended denatured conformation without any contacts. The answer to this question is expected to depend on: a) what is meant by the extended conformation, b) what is meant by arriving at the native state, c) what is the contact map (the list of the native contacts) if one uses a structure-based model, and d) what is the temperature range in which folding is considered. These issues are particularly acute for deeply knotted proteins. One way to obtain a set of extended conformations from which to start molecular dynamics trajectories is to heat the native state up until all contacts are broken. However, the state without any contacts may still be knotted which facilitates folding. For deeply knotted proteins one would have to consider unrealistically high unfolding temperatures to eliminate the knottedness [43] (see also ref. [44]). As a criterion of folding we usually take establishment of all native contacts for the first time combined with reaching the right topology. However, an alternative to the contact-based criterion is placing a condition on some geometrical measure (like the root mean square distance of the α -C atoms from the target) taking a particular cutoff value. There are various ways to define contacts [30]. For instance, Wallin et al. [45] use certain cutoff distances between atoms and declare certain important contacts to be non-native whereas our overlap-based procedure finds these contacts to be native [50] and thus disproves the notion that non-native contacts are vital for folding of a knotted protein. Finally, folding is a kinetic process (instead of an equilibrium phase transition) and is often optimal in a certain temperature range and almost impossible to take place outside of this range.

One deeply-knotted protein that has been particularly well studied in the context of folding [46] is one chain of the protein dimer YibK from *Haemophilus influenzae*. The chain comprises 156 residues and it contains the trefoil knot in its native state. Sułkowska et al. [47] has demonstrated that folding of this chain is very difficult – it takes place only in about 2% of the trajectories. Furthermore, the bottleneck involves formation of a slipknot (a bent segment near a terminus) that could go through a temporarily generated knot loop and then open up. This mechanism is entropically more likely than direct threading of a straight terminal segment through the loop. However, the issues a), b) and d) have not been spelled out whereas our standard procedure, including a start from an untied conformation, yields no folding trajectory (in a set of 1200) at any temperature.

Two mechanisms have been proposed to explain why the deeply knotted proteins actually exist. These two mechanisms do not exclude one another and may act together. One is that knotting is aided by protein complexes known as chaperones [48] as theoretically demonstrated for a shallow protein UCH containing the 5_2 knot [49]. These complexes form a cage and the resulting restricted space enables the knot formation. Another is on-ribosome folding [50], i.e. one occurring when the chain is being assembled at the ribosome. We have considered a simplified model in which the nascent conditions are imitated by the sequence emerging from a flat plane at a certain rate. We could obtain up to 6% success probability in folding of the YibK chain (at an optimal temperature) and showed that the existence of the plane favored establishment of the properly positioned knot loop. In the true ribosome channel only secondary structures could form but the knotted structure forms outside of the ribosome (unpublished).

A well studied example of a shallowly knotted protein is MJ0366 from *Methanocaldococcus jannaschii*. It comprises 87 residues. This protein gets knotted much easier than YibK but the mechanisms of folding are much richer [51, 52]. While the nascent conditions are essential for folding of the deeply knotted protein, they just provide an additional facilitation in the shallowly knotted case [52]. Interestingly, fluctuating forces related to the conditions at the air-water interfaces may untie a shallowly knotted protein and turn an unknotted protein into a shallowly knotted one [43].

Folding of an entangled dimer is also difficult even if none of the chains is natively knotted. The chains need to fold and combine properly. We have shown [14, 15] that the folding pathways of the entangled proteins are not universal

and the bottleneck is the formation of the entangled core.

Intrinsically disordered proteins may acquire transient knotted conformations. One example are the polyQ (polyglutamine) homopolymers. PolyQ chains are known to be responsible for several brain disorders, including Huntingtin disease. The disease is caused by a protein known as huntingtin. Its mutant contains a detachable expansion of polyQ that exceeds the threshold of about 35-mer that was linked to the disease [53]. We have demonstrated through all-atom simulations that the polyQ chains above the threshold may get knotted. For the chain length of 60, about 9.3% of structurally independent conformations are knotted. Furthermore, we have shown [55] that such knotted conformations, even if only transient, may jam or at least slow down the degradation processes of un-needed proteins into single amino acids that take place in complexes known as proteasomes. Thus knottedness may give rise to toxicity. We have modeled the proteasome, in a coarse-grained fashion, as a funnel that pulls in a protein to be degraded.

This review has discussed only some selected subjects pertaining to the physics of knots and entanglements, especially as assessed through the molecular dynamics simulations. This field is likely to grow. In particular, the biological roles of the knots remain to be elucidated.

The author warmly appreciates collaboration on these subjects with, in the chronological order, J. I. Sułkowska, P. Szymczak, P. Sułkowski, M. Sikora, Á. Gómez-Sicilia, M. Wojciechowski, M. Chwastyk, Y. Zhao, and Ł. Mioduszeowski. This work was supported by the National Science Centre in Poland, grant number 2014/15/Z/NZ1/00037, under the aegis of the EU Joint Programme in Neurodegenerative Diseases (JPND).

Bibliography

- [1] M. L. Mansfield, *Nature Struct. Biol.* 1, 213–214 (1994)
- [2] M. L. Mansfield, *Nature Struct. Mol. Biol.* 4, 166–167 (1997)
- [3] W. R. Taylor, *Nature* 406, 916–919 (2000).
- [4] J. W. Alexander and G. B. Briggs, *Ann. Math. Second Series* 28, 562–586 (1927).
- [5] K. Koniaris and M. Muthukumar, *Phys. Rev. Lett.* 66, 2211–2214 (1991).
- [6] T. Bornschloegl, D. M. Anstrom, E. Mey, J. Dziubiella, M. Rief, and K. T. Forest, *Biophys. J.* 96, 1508–1514 (2009).
- [7] J. I. Sułkowska, P. Sułkowski, P. Szymczak, and M. Cieplak, *Phys. Rev. Lett.* 100, 058106 (2008).
- [8] W. Taylor, *Comp. Biol. and Chem.*, 31, 151–162 (2007).

- [9] P. Virnau, L. A. Mirny, and M. Kardar, *PLoS Comput. Biol.* 2, e122 (2006).
- [10] J. I. Sułkowska, E. J. Rawdon, K. C. Millet, J. N. Onuchic, and A. Stasiak, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* 109, E1715–E1723 (2012).
- [11] M. Jamroz, W. Niemyska, E. J. Rawdon, A. Stasiak, K. C. Millet, P. Sułkowski, and J. I. Sułkowska, *Nucl. Acids Res.* 43, D306–D314 (2015).
- [12] D. Bolinger, J. I. Sułkowska, H. P. Hsu, L. A. Mirny, M. Kardar, J. N. Onuchic, and P. Virnau, *PLoS Comput. Biol.* 6, e1000731 (2010).
- [13] M. Baiesi, E. Orlandini, A. Trovato, and F. Seno, *Sci. Rep.*, 6, 33872 (2016).
- [14] Y. Zhao, M. Chwastyk, and M. Cieplak, *J. Chem. Phys.* 146, 225102 (2017).
- [15] Y. Zhao and M. Cieplak, *Proteins: Struct. Funct. Bioinf.* (in press).
- [16] R. L. Ricca and B. Nipoti, *J. Knot Theory and Its Ramif.*, 20, 1325–1343 (2011).
- [17] D. R. Boutz, D. Cascio, J. Whitelegge, L. J. Perry, and T. O. Yeates, (2007) *J. Mol. Biol.*, 368, 1332–1344 (2007).
- [18] P. Dabrowski-Tumanski, A. I. Jarmolinska, W. Niemyska, E. J. Rawdon, K. C. Millet, J. I. Sułkowska, *Nucl. Acids Res.* 45, D243–D249 (2016); link-prot.cent.uw.edu.pl
- [19] P. Dabrowski-Tumanski and J. I. Sułkowska, *Proc. Natl. Acad. Sci.* 114, 3415–3420 (2017).
- [20] P. Freyd, D. Yetter, J. Hoste, W. R. Lickorish, K. Millet, and A. Ocneanu, *Bull. Am. Math. Soc.* 12, 239–246 (1985).
- [21] J. H. Przytycki and P. Traczyk, *Kobe J. Math.* 4, 115–139 (1988).
- [22] D. J. Craik, N. L. Dally, and C. Waive, *Toxicon*, 39, 43–60 m(2001).
- [23] M. Sikora and M. Cieplak, *Proteins: Struct., Funct., and Bioinf.* 79, 1786–1799 (2011).
- [24] M. Sikora, J. I. Sułkowska, and M. Cieplak, *PLoS Comp. Biol.*, 5, e1000547 (2009).
- [25] E. Haglund, J. I. Sułkowska, K. Noel, H. Lammert, J. N. Onuchic, and P. A. Jennings, *PLoS Comp. Biol.*, 10, e1003613 (2014).
- [26] T. X. Hoang and M. Cieplak, *J. Chem. Phys.* 112, 6851–6862 (2000).
- [27] M. Cieplak and T. X. Hoang, *Biophys. J.*, 84(1), 475–488 (2003).
- [28] J. I. Sułkowska and M. Cieplak, *J. Phys.: Condensed Matter*, 19, 283201 (2007).
- [29] M. Cieplak, *Computational Methods to Study the Structure and Dynamics of Biomolecules and Biomolecular Processes – From Bioinformatics to Molecular Quantum Mechanics*. Edited by A. Liwo (Springer, Berlin, Heidelberg), 295–315 (2014).
- [30] K. Wołek, Á. Gómez-Sicilia, and M. Cieplak, *J. Chem. Phys.*, 143, 243105 (2015).
- [31] K. Wołek and M. Cieplak, *J. Chem. Phys.*, 144(18), 185102 (2016).
- [32] L. Mioduszewski and M. Cieplak, *Phys. Chem. Chem. Phys.* 20, 19057–19070 (2018).
- [33] C. Clementi, H. Nymeyer, and J. N. Onuchic, *J. Mol. Biol.* 298, 937–953 (2000).
- [34] G. Settanni, T. X. Hoang, C. Micheletti, and A. Maritan, 1002 *Biophys. J.* 83 3533–3541.
- [35] E. A. Bayer, R. Kenig, and R. Lamed, *J. Bacteriol.* 2, 818–827 (1983).
- [36] M. Gannoo et al. *Adv. Mat.* 28, 5619–5647 (2016).
- [37] A. Valbuena, J. Oroz, R. Hervás, A. M. Vera, D. Rodriguez, M. Menendez, J. I. Sułkowska, M. Cieplak, and M. Carrion-Vazquez, *Proc. Natl. Acad. Sci. (USA)* 106, 13791–13796 (2009).
- [38] H. Lu and K. Schulten, *J. Chem. Phys.* 247, 141–153 (1999).
- [39] H. T. Young, S. A. Edwards, and F. Graeter, *PLoS ONE* 8, e64746 (2013).
- [40] M. Sikora and M. Cieplak, *Phys. Rev. Lett.* 109, 208101 (2012).
- [41] L. Peplowski, M. Sikora, W. Nowak, and M. Cieplak, *J. Chem. Phys.* 134, 085102 (2011).
- [42] J. I. Sułkowska, P. Sułkowski, P. Szymczak, and M. Cieplak, *J. Am. Chem. Soc.* 132, 13954–13956 (2010).
- [43] Y. Zhao, M. Chwastyk, and M. Cieplak, *Sci. Rep.* 7, 39851 (2017).
- [44] B. T. Andrews, D. T. Capraro, J. I. Sułkowska, J. N. Onuchic, and P. A. Jennings, *J. Phys. Chem. Lett.* 4, 180–188 (2012).
- [45] S. Wallin, K. B. Zeldovich, and E. I. Shakhnovich, *J. Mol. Biol.* 368, 884–893 (2007).
- [46] P. Virnau, A. Mallam, and S. E. Jackson, *J. Phys.: Condens. Matter* 23, 033101 (2011).
- [47] J. I. Sułkowska, P. Sułkowski, and J. Onuchic, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* 106(9), 3119–3124 (2009).
- [48] S. E. Jackson, A. Suma, and C. Micheletti, *Curr. Opin. Struct. Biol.* 42, 6–14 (2017).
- [49] Y. Zhao, P. Dąbrowski-Tumański, S. Niewieczerał, and J. I. Sułkowska, The exclusive effects of chaperonin on the behavior of proteins with 5₂ knot, *PLoS Comp. Biol.* 14, e1005970 (2018).
- [50] M. Chwastyk and M. Cieplak, *J. Phys.: Cond. Matter* 27, 354105 (2015).
- [51] S. a Beccara, T. Skrbic, R. Covino, C. Micheletti, and P. Faccioli, *PLoS Comput. Biol.* 9, e1003002 (2013).
- [52] M. Chwastyk and M. Cieplak, *J. Chem. Phys.* 143, 045101 (2015).
- [53] J. Petruska, M. J. Hartenstine, and M. F. Goodman, *J. Biol. VChem.* 273, 5204–5210 (1998).
- [54] Á. Gómez-Sicilia, M. Sikora, M. Cieplak, and M. Carrion-Vázquez, *PLoS Comput. Biol.* 11, e1004541 (2015).
- [55] M. Wojciechowski, Á. Gómez-Sicilia, M. Carrion-Vázquez, and M. Cieplak, *Mol. BioSyst.* 12, 2700–2712 (2016).

Grawitacja kwantowa i nieprzemienne geometrie kwantowe

Jerzy Lukierski

Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Wrocławskiego

Streszczenie. We wstępie zostanie wprowadzona teoria grawitacji jako dynamiczna teoria zakrzywionych czasoprzestrzeni, której opis kwantowy jest obecnie priorytetowym celem badań podstawowych w fizyce teoretycznej. Przedstawię elementy formalizmu geometrii nieprzemiennych, wykorzystanych do opisu symetrii kwantowych (grup kwantowych zadanych algebrami Hopfa) i kwantowych czasoprzestrzeni, wprowadzonych jako moduły (nieprzemienne reprezentacje) algebr Hopfa. Podam trzy paradygmaty opisu dynamicznego w fizyce, z których trzeci, najbardziej kompletny, uwzględnia tak efekty kwantowe (stała Plancka $\hbar \neq 0$) jak i grawitacyjne (stała Newtona $G \neq 0$ lub równoważnie długość Plancka $\lambda_p \neq 0$). Opiszę krótko trzy najbardziej popularne modele nieprzemiennych kwantowych czasoprzestrzeni Minkowskiego: kanoniczny, kappa-zdeformowany i oparty na modelu Snydera. Zostanie przedstawiona idea kwantowej algebraicznej geometrii Riemanna jako propozycja algebraicznej geometryzacji grawitacji kwantowej. Nadmienię potrzebę uzupełnienia równań Einsteina w grawitacji kwantowej o nowe relacje, opisujące struktury nieprzemienności w sposób dynamiczny. W końcu podamy uwagi dotyczące eksperymentalnej mierzalności efektów grawitacji kwantowej.

1. Wstęp historyczny: klasyczna teoria grawitacji

Konstrukcja poprawnej teorii kwantowej grawitacji jest uważana w ostatnim okresie za najważniejszy cel naukowy badań podstawowych w dziedzinie fizyki teoretycznej. Dwie dobrze sprawdzone doświadczalnie teorie fizyczne, które stanowią o obecnym naukowym opisie Wszechświata na bardzo dużych (kosmologicznych) oraz bardzo małych (atomowych i subatomowych) odległościach – ogólna teoria względności oraz mechanika kwantowa wraz z kwantową teorią pola – od pół wieku czekają na koncepcje, które połączą te dwie teorie w nowy model grawitacji kwantowej oddziałującej z kwantową materią.

Podstawowym narzędziem teoretycznym opisu cząstek elementarnych oraz ich oddziaływań jest kwantowa teoria pola. Już od lat siedemdziesiątych ubiegłego wieku fizykę cząstek elementarnych opisuje z zaskakującą dokładnością kwantowo-teoriopolowy Model Standardowy (MS), który po wykorzystaniu teorii renormalizacji oraz spontanicznego mechanizmu

łamania symetrii pozwolił na przeprowadzenie wielu wyliczeń potwierdzających zgodność teorii z danymi doświadczalnymi.

Z teorio-grupowych rozważań wynika, że relatywistyczne cząstki elementarne¹ są opisane przy pomocy dwóch parametrów: masy m ($m \geq 0$) oraz spinu s ($s = 0, \frac{1}{2}, 1, \dots$).² Z tej nieskończonej kolekcji pól opisujących relatywistyczne cząstki

1. Matematyczna klasyfikacja relatywistycznych cząstek elementarnych została podana przez Wignera w r. 1939 [1], opisana przy pomocy nieskończenie-wymiarowych nieprzywiedlnych reprezentacji algebry Poincaré. Parametry masy i spinu (m, s) są zadane jako wartości własne dwóch operatorów Casimira dla $D = 4$ algebry Poincaré.

2. Dla cząstek bezmasowych ($m = 0$) operator Casimira opisujący kwadrat relatywistycznego spinu opisanego przy pomocy czterowektora Pauli-Lubańskiego jest zastąpiony przez operator skrętności h otrzymany w granicy $m \rightarrow 0$ z rzutu trójwymiarowego spinu \vec{s} na kierunek trójzędu \vec{p} ($h = \frac{\vec{s} \cdot \vec{p}}{|\vec{p}|}$, $h = 0, \pm \frac{1}{2}, \pm 1, \dots$).

elementarne jedno z nich jest wyróżnione w opisie fizycznym Wszechświata: jest to bezmasowe metryczne pole tensorowe $g_{\mu\nu}(x)$ (ze skrętnością $h = 2$), które pozwala zdefiniować w zakrzywionej (pseudo)riemannowskiej czasoprzestrzeni tzw. element liniowy opisujący nieskończenie małą odległość pomiędzy punktami o współrzędnych x^μ oraz $x^\mu + dx^\mu$

$$ds^2 = g_{\mu\nu}(x)dx^\mu dx^\nu \quad (1)$$

Element liniowy pozostaje niezmienniczy przy lokalnych transformacjach współrzędnych czasoprzestrzeni

$$\begin{aligned} x^\mu &\rightarrow x^{\mu'} = x^{\mu'}(x) \quad \leftrightarrow \\ dx^\mu &\rightarrow dx^{\mu'} = \frac{\partial x^{\mu'}}{\partial x^\rho} dx^\rho \end{aligned} \quad (2)$$

którym towarzyszą następujące przekształcenia pola tensorowego $g_{\mu\nu}(x)$

$$g_{\mu\nu}(x) \rightarrow g'_{\mu\nu}(x') = \frac{\partial x^\rho}{\partial x^{\mu'}} \frac{\partial x^\tau}{\partial x^{\nu'}} g_{\rho\tau}(x) \quad (3)$$

W formalizmie teoriopolowym własności dynamiczne pól opisujemy przez podanie ich całek działania; zakładamy, że odpowiednie całki działania dla pola $g_{\mu\nu}(x)$ pozostają niezmiennicze względem lokalnych przekształceń (2) i (3). Zadanie to zostało rozwiązane w r. 1915 przez Einsteina który, korzystając także z wyników uzyskanych przez Hilberta, wprowadził grawitacyjny model teorii-pól opisany przez całkę działania Hilberta–Einsteina, niezmienniczą względem lokalnych przekształceń współrzędnych (patrz (2)) oraz pola tensorowego $g_{\mu\nu}(x)$ (patrz (3))

$$S_{\text{grav}}^{EH} = -\frac{1}{2\kappa} \int d^4x [\det(g_{\mu\nu}(x))]^{\frac{1}{2}} \cdot R(x) \quad (4)$$

Pole $R(x)$ to znana z geometrii Riemanna lokalna skalarna krzywizna zakrzywionej czasoprzestrzeni, otrzymana przez podwójną kontrakcję lokalnego tensora krzywizny Riemanna (tensora Riemanna–Christoffela)

$$\begin{aligned} R_{\mu}{}^{\nu}{}_{\rho\tau}(x) &= \partial_\mu \Gamma_{\rho\tau}{}^\nu(x) \\ &+ \Gamma_{\mu\rho}{}^\sigma(x) \Gamma_{\sigma\tau}{}^\nu(x) - (\rho \leftrightarrow \tau) \end{aligned} \quad (5)$$

gdzie $\Gamma_{\mu\rho}{}^\nu$ (trójwskaźnikowa koneksja Levi–Civita) jest zdefiniowana w sposób następujący

$$\Gamma_{\mu\rho}{}^\nu = \frac{1}{2} g^{\nu\tau} (\partial_\rho g_{\tau\mu} + \partial_\mu g_{\tau\rho} - \partial_\tau g_{\mu\rho}) \quad (6)$$

W drugim dziesięcioleciu XX w. pokazano, że podstawą matematyczną teorii grawitacji Einsteina jest formalizm geometryczny, opisujący przestrzenie Riemanna. Po podaniu przez Yanga i Millsa w r. 1954

teorii pól cechowania z nieabelowymi symetriami wewnętrznymi, ogólna teoria względności została także sformułowana jako teoria pól cechowania grupy Poincaré z następującym wektorowym polem cechowania o wartościach w czterowymiarowej algebrze Poincaré (P_a, M_{ab}) ($a = 0, 1, 2, 3$)

$$A_\mu(x) = e_\mu^a(x)P_a + \omega_\mu^{ab}(x)M_{ab} \quad (7)$$

Pola cechowania e_μ^a wprowadzają tzw. vierbein i przez swoje transformacje cechowania zadają lokalne transformacje współrzędnych (2), natomiast ω_μ^{ab} jest polem cechowania dla grupy Lorentza $O(3, 1)$, nazywanym także polem koneksji spinowej. Tensor metryczny w takim sformułowaniu jest polem złożonym, opisanym przez biliniowy lokalny iloczyn vierbeinów

$$g_{\mu\nu}(x) = e_\mu^a \eta_{ab} e_\nu^b \equiv e_\mu^a e_{a\nu}. \quad (8)$$

Całkę działania Einsteina–Hilberta (4) opisującą pole grawitacyjne bez niegrawitacyjnych pól materii możemy wyrazić przez pola $(e_\mu^a, \omega_\mu^{ab})$ następująco

$$S_{\text{grav}}^{EH} = -\frac{1}{2\kappa} \int d^4x \det(e_\mu^a) \cdot R \quad (9)$$

gdzie $R = e_\mu^a e_\nu^b R_{\mu\nu}^{ab}$,³ natomiast pole krzywizny

$$\begin{aligned} R_{\mu\nu}^{ab}(x) &= \partial_\mu \omega_\nu^{ab}(x) \\ &+ \omega_\mu^{ac}(x) \eta_{cd} \omega_\nu^{db}(x) - (\mu \leftrightarrow \nu) \end{aligned} \quad (10)$$

jest nieabelowym natężeniem pola cechowania ω_μ^{ab} opisującego lokalne symetrie Lorentza. Grawitacyjne równania pola, otrzymane z (4) lub (9) poprzez wariację pól $g_{\mu\nu}$ lub ω_μ^{ab} , przyjmują następujące dwie równoważne postaci

$$\begin{aligned} R_\mu^a(x) - \frac{1}{2} e_\mu^a(x) R(x) &= 0 \quad \simeq \\ R_{\mu\nu}(x) - \frac{1}{2} g_{\mu\nu}(x) R(x) &= 0 \end{aligned} \quad (11)$$

gdzie $R_\mu^a = R_{\mu\nu}^{ab} e_b^\nu$ ponadto z działania (9) wynika, że

$$\begin{aligned} S_{\mu\nu}^a(x) &= \nabla_{[\mu} e_{\nu]}^a(x) \\ &\equiv \partial_{[\mu} e_{\nu]}^a(x) - \frac{1}{2} \omega_{[\mu}{}^a{}_{\nu]}(x) = 0, \end{aligned} \quad (12)$$

gdzie ∇_μ jest kowariantną pochodną grawitacyjną.

Równanie (11) opisuje równania Einsteina pola grawitacyjnego, natomiast wzór (12) oznacza znikanie torsji $S_{\mu\nu}^a$ zakrzywionej czasoprzestrzeni o strukturze (pseudo)riemannowskiej – jest to warunek matema-

3. Zakładamy, że pola $e_\mu^a(x)$ opisujące vierbein są zadane przez nieosobliwe macierze pól ($\det(e_\mu^a) \neq 0$), co pozwala na wprowadzenie vierbeinu odwrotnego e_b^μ , spełniającego relację $e_\mu^a e_b^\mu = \delta_b^a$

tyczny, który definiuje geometrię (pseudo)Riemanna. Należy zauważyć, że w teorii grawitacji Einsteina warunek (12) został otrzymany jako równanie teorii-polowe, którego rozwiązaniem są pola koneksji spinowej jako funkcje vierbeina: $\omega_\mu^{ab} \equiv \omega_\mu^{ab}(e)$.

Równania (11)–(12) opisują pole grawitacyjne bez źródeł, które są zadane przez nieznikający lokalny tensor energii pędu $T_{\mu\nu}(x)$. W teoriopolowym opisie grawitacji wprowadzamy źródła pola grawitacyjnego, dodając do działania Hilberta–Einsteina (4) przez człon $S^{\text{int}}[g, \phi_A]$ opisujący oddziaływania z polami materii ϕ^A ;⁴ w standardowym modelu oddziaływań fundamentalnych możemy przyjąć, iż ϕ^A to pola występujące w tzw. Modelu Standardowym cząstek elementarnych. Po uwzględnieniu członu S^{int} z zasady wariacyjnej można wyprowadzić niejednorodne równanie Einsteina opisujące dynamikę czasoprzestrzeni ze źródłami materii

$$R_{\mu\nu}^a - \frac{1}{2}e_\mu^a R = \kappa T_\mu^a \iff R_{\mu\nu} = \frac{1}{2}g_{\mu\nu} R = \kappa T_{\mu\nu} \quad (13)$$

gdzie tensor energii-pędu $T_{\mu\nu}$ jest zdefiniowany następująco

$$\begin{aligned} T_\mu^a[e, \phi_A] &= \frac{\delta S^{\text{int}}[e, \phi_A]}{\delta e_\mu^a} \iff \\ T_{\mu\nu} &= \frac{\delta S^{\text{int}}[g, \phi_A]}{\delta g^{\mu\nu}} \end{aligned} \quad (14)$$

W ogólnym przypadku pola grawitacyjnego z lokalną grupą cechowania Poincarégo, sprzężonego z polami materii, otrzymujemy również nieznikające wartości tensora torsji $S_{\mu\nu}^a(x)$, generowane przez oddziaływania pól grawitacyjnych ze spinem pól materii. Gdy $S_{\mu\nu}^a(x) \neq 0$ (patrz (12)), taka niერიemannowska czasoprzestrzeń należy do szerszej klasy geometrii zakrzywionych, z torsją różną od zera – są to tzw. geometrie Cartana–Einsteina.

2. Problemy ze stosowaniem metod teoriopolowych do kwantowania grawitacji: dynamiczna natura czasoprzestrzeni i uogólnienie relacji nieoznaczoności Heisenberga

Model klasycznej grawitacji z działaniem Einsteina–Hilberta (4) to przykład teorii pola niezmienniczej względem lokalnych reparametryzacji czasoprzestrzeni, oparty na opisie geometrycznym przestrzeni

4. W Einsteińskim geometrycznym podejściu pola materii to wszystkie pola niegrawitacyjne; można dodać, że w procedurze przejścia od grawitacji do supergrawitacji część pól niegeometrycznych uzyskuje interpretację geometryczną przez wprowadzenie zakrzywionych superprzestrzeni.

(pseudo)Riemanna. Następnym krokiem jest opis kwantowej teorii grawitacji. Przy stosowaniu standardowych teorii-polowych metod kwantowania napotykamy na dwa podstawowe problemy:

(i) *Problem techniczny.* Nieliniowość działania Einsteina–Hilberta (4) i wymiarowy charakter grawitacyjnej stałej sprzężenia $\kappa \sim G$, gdzie G opisuje stałą Newtona, prowadzi w czterech wymiarach ($D = 4$) do perturbacyjnej nierenormalizowalności teorii kwantowej. Stosowanie metod teorii renormalizacji ze skończoną liczbą stałych oddziaływania nie pozwala na usunięcie wszystkich nieskończoności, otrzymanych przy wyliczaniu diagramów Feynmana. Okazuje się, że nieskończona liczba wierzchołków oddziaływań grawitacyjnych prowadzi do nieskończonej liczby rozbieżności, co w zasadzie wymaga wprowadzenia nieskończonej liczby tak kontrczłonów jak i stałych renormalizacyjnych. Można przypomnieć, że wśród lokalnych teorii pola w $D = 4$ pozostają perturbacyjnie renormalizowalne jedynie nieliczne teorie, z wielomianową zależnością (do czwartego rzędu) całek działania od lokalnych pól kwantowych.

(ii) *Problem konceptualny.* W ogólnej teorii względności, która jest opisem dynamicznej natury zakrzywionej fizycznej czasoprzestrzeni, pola powinny być także zdefiniowane na dynamicznych czasoprzestrzeniach, których własności są zadane przez rozwiązania równań Einsteina. W standardowej procedurze teoriopolowego kwantowania, która nie uwzględnia efektów kwantowo-grawitacyjnych, wprowadzamy pola kwantowe jedynie poprzez kwantowanie polowych stopni swobody, opisanych oscylatorami polowymi (funkcje $a(p) \rightarrow$ operatory oscylatorowe $\hat{a}(p)$)

$$\begin{aligned} \phi(x) &= \int d^4p \mu(p) a(p) e^{ipx} \\ &\quad \downarrow \\ \hat{\phi}(x) &= \int d^4p \mu(p) \hat{a}(p) e^{ipx} \end{aligned} \quad (15)$$

W procesie kwantowania grawitacyjnych stopni swobody liczbowe współrzędne x_μ stają się również kwantowe, w ogólnym wypadku nieprzemienne, czyli otrzymujemy (GK \equiv grawitacja kwantowa)

$$\begin{array}{ccc} \text{klasyczna} & & \text{kwantowa} \\ \text{czasoprzestrzeń } x_\mu & \xrightarrow{\text{GK}} & \text{czasoprzestrzeń } \hat{x}_\mu \\ [x_\mu, x_\nu] = 0 & & [\hat{x}_\mu, \hat{x}_\nu] \neq 0 \end{array} \quad (16)$$

Procedura standardowego kwantowania pól opisana relacją (15) powinna być przeto rozszerzona o drugi krok, uwzględniający kwantową naturę dynamicznej czasoprzestrzeni⁵.

5. Wzór (17) opisuje tylko podklasę deformacji kwantowych czasoprzestrzeni. W ogólnym przypadku deformujemy całą relatywistyczną przestrzeń fazową $(x_\mu, p_\mu) \rightarrow (\hat{x}_\mu, \hat{p}_\mu)$, także

$$\hat{\phi}(x) \xrightarrow{GK} \hat{\phi}(\hat{x}) = \int d^4 p \mu(p) \hat{a}(p) e^{ip\hat{x}} \quad (17)$$

Kwantowa natura czasoprzestrzeni prowadzi do modyfikacji standardowych relacji nieoznaczoności w mechanice kwantowej, które można wyprowadzić z kanonicznych relacji nieprzemienności Heisenberga ($i, j = 1, 2, 3$)

$$[\hat{x}_i, \hat{p}_j] = i\hbar\delta_{ij} \quad (18)$$

$$[\hat{p}_i, \hat{p}_j] = [\hat{x}_i, \hat{x}_j] = 0 \quad (19)$$

Ze wzoru (19) wynika, że w standardowej mechanice kwantowej możemy mierzyć oddzielnie pędy i położenia z dowolną precyzją, lecz już pół wieku temu podano argumenty [2], iż w obecności kwantowych pól grawitacyjnych pomiar dwóch różnych współrzędnych czasoprzestrzennych x_μ, x_ν ($\mu \neq \nu$) z dowolną dokładnością nie jest wykonalny. Korzystając z równań Einsteina (13) oraz z relatywistycznego rozszerzenia standardowych relacji nieoznaczoności o relacje nieoznaczoności opisujące kwantowo-mechaniczne pomiary czasu i energii

$$\Delta t \Delta E \geq \hbar \quad (20)$$

można wyprowadzić następujące nowe relacje nieoznaczoności ograniczające dokładność pomiarów współrzędnych czasoprzestrzennych [3, 4]⁶

$$\sum_{i \neq j} \Delta x_i \cdot \Delta x_j \geq l_p^2 \quad (21)$$

$$\Delta t \cdot \sum_{i=1}^3 \Delta x_i \geq \frac{l_p^2}{c}$$

gdzie $l_p = \left(\frac{\hbar G}{c^3}\right)^{\frac{1}{2}} \simeq 10^{-33}$ cm opisuje tzw. odległość Plancka [5]. Przy opisie jednoczesnej lokalizacji dwóch różnych współrzędnych czasoprzestrzennych w przestrzeni Minkowskiego wprowadzamy następującą relatywistyczną wersję relacji nieoznaczoności dla pomiarów lokalizacji w czasoprzestrzeni $x_\mu = (\vec{x}, x_0 = ct)$, konsyistentną z relacjami (21)

$$\Delta x_\mu \Delta x_\nu \geq l_p^2 \quad (\mu \neq \nu) \quad (22)$$

Wzór (22) można wyprowadzić z następującej algebraicznej nieprzemienności dwóch kwantowych współrzędnych czasoprzestrzennych

z nieprzemiennymi pędami \hat{p}_μ , co można opisać metodami teorii-polowymi korzystając jedynie z tzw. podwójnej teorii pola na przestrzeni fazowej.

6. Argument użyty w dowodzie polega na tzw. eksperymencie myślowym, który opisujemy na podstawie dobrze uzasadnionych rozważań teoretycznych, lecz poza możliwością realizacji doświadczalnej.

$$[\hat{x}_\mu, \hat{x}_\nu] = i l_p^2 \theta_{\mu\nu}^{(0)}, \quad \theta_{\mu\nu}^{(0)} = -\theta_{\nu\mu}^{(0)} \quad (23)$$

gdzie $\theta_{\mu\nu}^{(0)}$ jest liczbowym tensorem antysymetrycznym (w ogólnym wypadku tensorowym operatorem centralnym komutującym z \hat{x}_μ o odpowiednio ograniczonej normie). Relację (23) można uogólnić następująco

$$\theta_{\mu\nu}^{(0)} \rightarrow \theta_{\mu\nu}(\hat{x}) = \theta_{\mu\nu}^{(0)} + \frac{1}{l_p} \theta_{\mu\nu}^{(1)\rho} \hat{x}_\rho + \dots \quad (24)$$

Może być ona następnie uogólniona przez wprowadzenie zależności funkcji operatorowej $\theta_{\mu\nu}(\hat{x})$ od wszystkich zmiennych kwantowej przestrzeni fazowej

$$\theta_{\mu\nu}(\hat{x}) \rightarrow \theta_{\mu\nu}(\hat{x}, \hat{p}) \quad (25)$$

jak również od dodatkowych zmiennych, np. opisujących spinowe stopnie swobody.

Z matematycznego punktu widzenia czasoprzestrzeń kwantowa jest nieprzemienią algebraiczną rozmaitością, którą również wprowadzamy jako nieprzemienią reprezentację (nieprzemienny moduł) grupy kwantowej (patrz & 3).

Należy dodać, że heurystyczne uzasadnienie dla nieklasycznej natury (nieprzemienności) współrzędnych czasoprzestrzeni wynika z własności rozwiązań równań Einsteina (13) dla pola grawitacyjnego. Chociaż konstruujemy klasyczną teorię grawitacji Einsteina definiując pola grawitacyjne na klasycznej czasoprzestrzeni, to konsekwencje równania Einsteina nie pozwalają na efektywne istnienie ciągłej i przemiennej czasoprzestrzeni w teorii kwantowej grawitacji. Z równań klasycznej grawitacji wynika, że przy odpowiednio wysokich gęstościach energii, dostarczanej podczas pomiaru lokalizacji czasoprzestrzennej, nastąpi proces kreacji mikroskopowych czarnych dziur, które zamieniają ciągłą, punktową strukturę czasoprzestrzeni na strukturę komórkową, dyskretną (są to tzw. komórki Plancka, o wymiarach określonych przez maksymalnie dopuszczalną dokładność lokalizacji czasoprzestrzennej). Przy optymalnych wartościach parametrów pomiarowych maksymalna dokładność lokalizacji położenia czasoprzestrzennego jest zadana przez długość Plancka l_p , co prowadzi do efektywnej atomizacji czasoprzestrzeni na ultra-krótkich odległościach

reakcja dynamiczna
czasoprzestrzeni
na pomiar
czasoprzestrzennej
lokalizacji

\Leftrightarrow dla odległości $l < l_p$
pojęcie klasycznej
czasoprzestrzeni traci
sens operacyjny

W konkluzji chcąc wbudować w opis czasoprzestrzeni konieczne ograniczenia na możliwości lokalizacji procesów czasoprzestrzennych postulujemy istnienie czasoprzestrzeni kwantowych, z nieprzemieniami, algebraicznymi „współrzędnymi”.

Można wprowadzić następujące trzy struktury geometryczne teorii fizycznych, w zależności od kontekstu pojawiania się efektów kwantowych.

Pierwsza klasa teorii obejmuje fizykę klasyczną, w szczególności klasyczną mechanikę i klasyczną teorię pola (np. klasyczną elektrodynamikę), bez efektów kwantowych ($\hbar = 0$). Taką klasę teorii możemy opisać przy pomocy przemiennej przestrzeni fazowej (x_μ, p_ν) metodami klasycznej geometrii.

W drugiej klasie teorii wprowadzamy efekty kwantowe ($\hbar \neq 0$) lecz bez uwzględniania efektów grawitacyjnych ($G = 0$ lub $\lambda_p = 0$). Ta klasa formalizmów obejmuje kwantową mechanikę i kwantową teorię pola, ze standardową kwantową przestrzenią fazową, której nieprzemienność jest opisana przez kanoniczną algebrę Heisenberga (patrz relacje (18), (19)).

Trzeci sektor teorii to teorie kwantowe ($\hbar \neq 0$) uwzględniające także efekty kwantowej grawitacji ($G \neq 0$)⁷. Taki formalizm opisuje pełną gamę efektów fizycznych związanych z kwantową teorią oddziaływań fundamentalnych, która w szczególności obejmuje jeszcze nie sformułowaną w pełni konsyistentną teorię grawitacji kwantowej. Przestrzeń fazowa charakteryzująca trzeci sektor teorii jest opisana niestandardowymi uogólnieniami kwantowych przestrzeni fazowych, które znamy z mechaniki kwantowej i kwantowej teorii pola. W tych najbardziej kompletnych dynamicznych teoriach kwantowe współrzędne czasoprzestrzeni stają się nieprzemienne, z nieprzemiennością zadaną dynamicznie, a symetrie kwantowych czasoprzestrzeni są opisane przez algebraiczne grupy kwantowe.

3. Kwantowe geometrie nieprzemienne: kwantowe czasoprzestrzenie, kwantowe symetrie i uogólnione kwantowe przestrzenie fazowe

Kwantowanie grawitacji ($\hbar \neq 0, G \neq 0$) modyfikuje naturę geometryczną klasycznej czasoprzestrzeni, w szczególności opis symetrii oraz dynamiczny formalizm opisu teorii fizycznych. Standardowe przemienne geometrie zastępujemy przez kwantową algebraiczną geometrię z wprowadzeniem algebr opisujących przestrzenie kwantowe, a klasyczne symetrie są zastąpione

przez symetrie kwantowe zadane przez algebry Hopfa oraz ich uogólnienia (patrz np. [7]). Geometrie nieprzemienne przeważnie wprowadzamy korzystając z algebr łącznych z elementami a, b, c spełniającymi postulat łączności

$$a \cdot (b \cdot c) = (a \cdot b) \cdot c \quad (26)$$

oraz znikającymi jacobiatorami

$$[[a, b, c]] \equiv [[a, b], c] + \text{cycl}(a \rightarrow b \rightarrow c) = 0 \quad (27)$$

Należy jednak podkreślić, że ostatnio, szczególnie w modelach strun kwantowych, są także rozważane nielączne przestrzenie algebraiczne, bez spełnionych relacji (26)–(27).

W geometrii nieprzemiennej podstawową rolę spełniają wymienione wyżej algebry Hopfa H , opisujące algebraicznie uogólnienia grup, ze strukturą algebraiczną, bialgebraiczną oraz antypodą S , która definiuje pojęcie elementów odwrotnych w H (odwzorowanie S jest także nazywane koodwrotnością). Dodając kojedynkę ϵ otrzymujemy cztery odwzorowania, które definiują algebrę Hopfa H

$$H = (A, m, \Delta, S, \epsilon). \quad (28)$$

Sektor algebraiczny H jest opisany algebrą A z mnożeniem m ($m: A \otimes A \rightarrow A$; $m(a \otimes b) \equiv a \cdot b = c \in A$); w sektorze koalgebraicznym (A, Δ) wprowadzamy koiloczyn $\Delta: A \rightarrow A \otimes A$ ($\Delta(a) = \sum_i \Delta_i^{(1)}(a) \otimes \Delta_i^{(2)}(a)$), gdzie $\Delta_i^{(r)}(a) \in A$ ($r = 1, 2$); w skrótowym zapisie Sweedlera $\Delta(a) = a^{(1)} \otimes a^{(2)}$). Koiloczyn Δ jest homomorfizmem algebry A , który spełnia warunek kołączności

$$(\Delta \otimes 1) \circ \Delta = (1 \otimes \Delta) \circ \Delta \quad (29)$$

W geometrii i fizyce klasycznej wprowadzamy przede wszystkim przekształcenia symetrii przy pomocy grupy G ciągłych liczbowych transformacji macierzowych, natomiast infinitezymalne przekształcenia symetrii są opisane algebrami Lie \hat{g} , ze skończoną liczbą generatorów $I_i \in \hat{g}$ ($i = 1, \dots, \dim \hat{g}$) spełniających relacje Liego $[I_i, I_j] = c_{ij}^k I_k$. Grupy G otrzymujemy z elementów I algebry \hat{g} ($I = c_i I_i \in \hat{g}$) korzystając z tzw. odwzorowania eksponencjalnego

$$I \in \hat{g} \xrightarrow[\text{eksponencjalne}]{\text{odwzorowanie}} \exp\{\alpha I\} \in G \quad (30)$$

gdzie α, c_i opisują liczbowe parametry grupy.

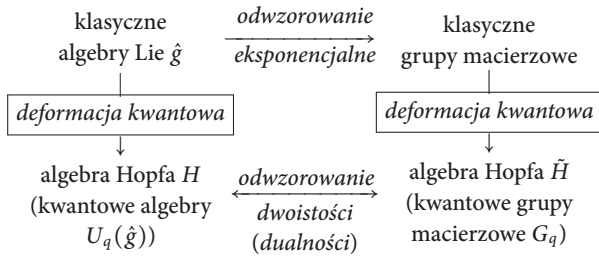
Algebry Hopfa z jednej strony definiują algebraiczne uogólnienia grup macierzowych G_q z nieprzemieniami elementami macierzowymi (gdy $q \neq 1$), z drugiej kwantowe deformacje klasycznych algebr Lie \hat{g} (dokładniej kwantowe deformacje algebr obwiednic $U(\hat{g}) \rightarrow U_q(\hat{g})$).

7. Pierwszy postrzegł M. Bronstein [6] teorie sektora trzeciego oraz ich związek z nieprzemienią geometrią – nazwał je „teoriami $cG\hbar$ ”.

Kwantowym uogólnieniem relacji (30) dla algebr Hopfa jest odwzorowanie dwoistości (dualności)

$$\left(\begin{array}{c} \text{kwantowa} \\ \text{deformacja} \\ \text{algebry Lie} \end{array} \right) H \xrightleftharpoons[\text{(dualność)}]{\text{dwoistość}} \tilde{H} \left(\begin{array}{c} \text{kwantowa} \\ \text{macierzowa} \\ \text{grupa kwantowa} \end{array} \right) \quad (31)$$

Można przedstawić następujący diagram ($q \neq 1$ lub $\epsilon \equiv q - 1 \neq 0$ opisuje parametr liczbowy deformacji kwantowej)



Relację dwoistości realizujemy po wprowadzeniu odwzorowania binarnego $H \otimes \tilde{H} \rightarrow C$ ($\langle a, \tilde{a} \rangle \in C$), które pozwala na wyprowadzenie z algebry (koalgebry) H formuł dla koalgebry (algebry) \tilde{H} . W tym celu korzystamy z następujących wzorów opisujących dwoistą strukturę pary algebr Hopfa H, \tilde{H} ($a, b \in H, \tilde{a}, \tilde{b} \in \tilde{H}$)

$$\langle a \otimes b, \Delta(\tilde{a}) \rangle = \langle a \cdot b, \tilde{a} \rangle \quad (32)$$

$$\langle \Delta(a), \tilde{a} \otimes \tilde{b} \rangle = \langle a, \tilde{a} \cdot \tilde{b} \rangle \quad (33)$$

W szczególnym przypadku klasycznych algebr Lie koiloczyn generatorów I_i jest prymitywny (koprzemienny), wyrażony wzorem

$$\Delta(I_i) = I_i \otimes 1 + 1 \otimes I_i. \quad (34)$$

Z relacji (34) i formuły (33) wynika przemienność parametrów \tilde{a}, \tilde{b} opisujących klasyczne grupy. Z drugiej strony można pokazać, że relacje (33) łączą brak koprzemienności koiloczynów algebry Hopfa H opisującej kwantowe deformacje algebry Lie z nieprzemiennością elementów macierzowych $G_q \in \tilde{H}$ parametryzujących macierzowe grupy kwantowe.

Niekoprzemienne symetrie kwantowe możemy realizować jedynie na nieprzemiennych kwantowych przestrzeniach. By to pokazać, wykorzystujemy wzór na działanie $a \triangleright x$ algebry Hopfa H ($a \in H$) na iloczyn elementów algebry X ($x \in X$), będącej nieprzemiennym modułem (reprezentacją) H

$$a \triangleright (x \cdot x') = (a^{(1)} \triangleright x)(a^{(2)} \triangleright x'). \quad (35)$$

Jeżeli koiloczyn algebry H nie są symetryczne

($\Delta(a) = a^{(1)} \otimes a^{(2)} \neq a^{(2)} \otimes a^{(1)}$), ze wzoru (35) łatwo wyprowadzić nieprzemienność modułu X

$$a \triangleright (x' \cdot x) \neq a \triangleright (x \cdot x') \Rightarrow [x, x'] \neq 0. \quad (36)$$

Kwantowe nieprzemienne czasoprzestrzenie często wyprowadzamy z grup kwantowych (algebr Hopfa), które zadają ich symetrie. Przy takim podejściu opis symetrii (klasycznych lub kwantowych) staje się podstawowym pojęciem geometrycznym, natomiast przestrzenie (klasyczne lub kwantowe) wyprowadzamy jako reprezentacje grup (klasycznych lub kwantowych). Dla przykładu: w klasycznej kinematyce relatywistycznej można wprowadzić grupę Lorentza jako podstawowy obiekt geometryczny, natomiast przestrzeń Minkowskiego uzyskujemy jako jej wektorową reprezentację. Jest również możliwe podejście alternatywne: przyjęcie przestrzeni Minkowskiego jako podstawowego obiektu geometrycznego, którego własności pozwalają na wyprowadzenie symetrii Lorentza oraz Poincaré. Podejście, w którym przyjmujemy jako podstawową kategorię geometryczną przestrzenie kwantowe, a symetrie kwantowe wprowadzamy jako wtórne, znajdujemy np. w opisie A. Connesa do geometrii nieprzemiennych [8]. W zastosowaniach geometrii nieprzemiennej do opisu kwantowych teorii oddziaływań fundamentalnych, w szczególności do kwantowej grawitacji, wydaje się jednak, że symetrie kwantowe grają pierwszoplanową rolę.

Przy wprowadzaniu kwantowych geometrii czasoprzestrzennych w czterech wymiarach ($D = 4$) należy rozważyć przede wszystkim geometrie kwantowe otrzymane przez deformację symetrii Poincaré ($IO(3,1)$), de-Sittera ($O(4,1)$), anty-de-Sittera ($O(3,1)$), oraz przez modyfikację kwantową symetrii konforemnych ($O(4,2)$). Można zadać pytanie w jakim stopniu znamy klasyfikację deformacji kwantowych dla każdej z wymienionych wyżej czasoprzestrzennych grup lub ich algebr Liego (są to równoważne informacje, co wynika z dwoistości grup oraz algebr kwantowych).

Przy klasyfikacji deformacji kwantowych korzystamy z tzw. klasycznych r -macierzy $\hat{r} \in A \otimes A$ opisujących dla koiloczynów kwantowej algebry Liego pierwszą niekoprzemienną poprawkę, liniową w małym parametrze deformacji $\epsilon = q - 1$

$$\Delta(I_i) = \Delta^{(0)}(I_i) + \epsilon[\hat{r}, \Delta^{(0)}(I_i)] + O(\epsilon^2) \quad (37)$$

gdzie $\hat{r} = r^{ij} I_i \otimes I_j \in \hat{g} \otimes \hat{g}$ (r^{ij} – parametry liczbowe). Klasyczne r -macierze spełniają w przestrzeni $\hat{g} \otimes \hat{g} \otimes \hat{g}$ klasyczne równanie Yanga–Baxtera, którego wszystkie rozwiązania dla $D = 4$ są znane ostatnio je-

dynie dla czterowymiarowych obrotów $O(4)$, $O(3,1)$ i $O(2,2)$ [9]. Dla $D = 4$ algebry Poincaré już potrafimy jedynie opisać prawie wszystkie deformacje kwantowe [10], natomiast dla algebr $\hat{o}(4,1)$, $\hat{o}(3,2)$ i $\hat{o}(4,2)$ nasza wiedza o klasyfikacji klasycznych r -macierzy jest jeszcze w dużym stopniu niekompletna.

Standardowe łączne algebry Hopfa zostały w ostatnim ćwierćwieczu w różny sposób uogólnione; w szczególności wprowadzono nielączne rozszerzenia, opisane przez algebry quasi-Hopfa. W tym opracowaniu opiszemy krótko jedynie uogólnienie struktury algebraicznej Hopfa do tzw. algebroidów Hopfa [11, 12], gdyż taka struktura algebraiczna znajduje zastosowanie przy opisie różnych wariantów kwantowej dynamiki w sformułowaniu opartym na uogólnionych nieprzemiennej przestrzeniach fazowych. Algebroidy Hopfa \mathcal{H} charakteryzuje, w porównaniu z algebraami Hopfa, bardziej złożona struktura sektora algebraicznego. Jest on opisany przez parę algebr (A, B) ($A \supset B$) oraz dwa odwzorowania \tilde{s} i \tilde{t}

$$A \longrightarrow (A, B; \tilde{s}, \tilde{t}) \quad (38)$$

Para algebr (A, B) zadaje algebraiczne uogólnienie wiązki wektorowej A z algebrą B jako nieprzemiennej rozmaitością bazową, dla której wprowadzamy dwa odwzorowania

$$s(b) \in A: B \xrightarrow{\tilde{s}} A$$

(homomorfizm algebry B , tzw. „source map”)

$$t(b) \in A: B \xrightarrow{\tilde{t}} A$$

(antyhomomorfizm algebry B , tzw. “target map”)

przemienne dla dowolnych $b, b' \in B$

$$[\tilde{s}(b), \tilde{t}(b')] = 0. \quad (39)$$

Odwzorowania \tilde{s} i \tilde{t} prowadzą do następującego wzoru ($a \in A$)

$$b \cdot a \cdot b' = a t(b) s(b'), \quad (40)$$

który zadaje strukturę tzw. (B, B) -bimodułów w algebrze A .

Struktura bimodułowa prowadzi do nowej wersji struktury koalgebraicznej dla bialgebroidów: koiloczyn $\tilde{\Delta}$ w kategorii bialgebroidów jest zdefiniowany przez odwzorowanie $\tilde{\Delta} \rightarrow A \otimes_B A$ z niestandardowym algebraicznym iloczynem tensorowym o strukturze (B, B) -bimodułu. Okazuje się, że koiloczyn $\tilde{\Delta}$ można opisać przy pomocy standardowego koiloczynu $\Delta: \rightarrow A \otimes A$, lecz jest on niejednoznaczny, tzn. $\tilde{\Delta}$ jest zadany przez klasę równoważności koiloczynów Δ (ta niejednoznaczność, zależna od wzorów na odwzorowania s, t , została nazwana w [13] swobodą cechowania koiloczynowego; patrz także [14]).

Cechowanie koiloczynowe znajduje interpretację fizyczną np. przy opisie stanów wielocząstkowych w przestrzeniach fazowych. Dla przykładu w standardowej kwantowo-mechanicznej przestrzeni fazowej, opisanej nierelatywistyczną algebrą Heisenberga (18)–(19), można wprowadzić koprodukt bialgebroidalny, opisujący składanie współrzędnych oraz pędów dla układów dwu-cząstkowych [13].

$$\begin{aligned} x_i^{(1+2)} &= \frac{m_1 x_i^{(1)} + m_2 x_i^{(2)}}{m_1 + m_2} \\ &= \alpha x_i^{(1)} + \beta x_i^{(2)} \quad (1 = 1, 2, 3) \end{aligned} \quad (41)$$

$$p_i^{(1+2)} = p_i^{(1)} + p_i^{(2)} \quad (42)$$

Ze wzorów (41) widzimy, że składanie położenia dla układów 2-cząstkowych nie jest jednoznaczne, gdyż wzór (42) zależy od parametrów masowych m_1, m_2 . Z algebraicznego punktu widzenia wszystkie nierelatywistyczne układy kwantowo-mechaniczne są opisane jednakową kanoniczną algebrą Heisenberga (18)–(19), która dla dwucząstkowych układów złożonych jest opisana niejednoznacznie realizacjami koiloczynu $\tilde{\Delta}$, zależnymi we wzorze (41) od parametrów masowych m_1, m_2 lub α i β . Powyższa niejednoznaczność składania współrzędnych we wzorze (41) na współrzędne środka masy układu dwucząstkowego może być interpretowana jako swoboda cechowania koiloczynowego przy opisie kanonicznego algebroidu Heisenberga.

4. Trzy przykłady statycznych geometrii nieprzemiennej: model Snydera, kanoniczne θ -deformacje, i κ -deformacje

A) Model Snydera. W latach czterdziestych ubiegłego wieku, gdy oddziaływania pól kwantowych zostały opisane w ramach rachunku zaburzeń przy pomocy diagramów Feynmana okazało się, że standardowe kwantowe pola relatywistyczne na czasoprzestrzeni Minkowskiego prowadzą w wyliczeniach do rozbieżnych całek oraz nieskończonych wartości parametrów. Model Snydera [15] był pierwszą próbą usunięcia tych nieskończoności przez modyfikację geometrii przestrzeni Minkowskiego i wprowadzenie nieprzemiennej współrzędnych czasoprzestrzeni spełniających następującą relację algebraiczną⁸

$$\begin{aligned} [\hat{x}_\mu, \hat{x}_\nu] &= i l_p^2 \hat{M}_{\mu\nu} \\ (\hat{M}_{\mu\nu} &- \text{generatory algebry Lorentza}) \end{aligned} \quad (43)$$

gdzie parametr l_p opisuje długość Plancka ($\approx 10^{33}$ cm).

8. Dla prostoty prezentacji przyjmijmy układ jednostek, w którym $\hbar = c = 1$.

Wzór (43) jest propozycją geometryzacji trzeciej w fizyce stałej uniwersalnej l_p (poza stałą prędkością światła c i stałą Plancka \hbar), z jej kwadratem proporcjonalnym do stałej Newtona G , która opisuje oddziaływania grawitacyjne. Korzystając z analizy wymiarowej już w 1899 r. Planck zaproponował trzy fundamentalne stałe, zależne od c , \hbar , G , wprowadzające „kwanty” przestrzeni i czasu związane z grawitacją [5]

$$\begin{aligned} l_p &= \sqrt{\frac{G\hbar}{c^3}} \simeq 1.6 \cdot 10^{-33} \text{ cm}, \\ t_p &= \sqrt{\frac{G\hbar}{c^5}} \simeq 10^{-43} \text{ sek} \end{aligned} \quad (44)$$

oraz fundamentalny parametr masowy

$$m_p = \sqrt{\frac{\hbar c}{G}} = \frac{\hbar c}{l_p} \simeq 10^{-5} \text{ g} \quad (45)$$

nazwany masą Plancka.

Nieprzemienne geometria Snydera opisuje kwantową czasoprzestrzeń dla odległości ultrakrótkich, Planckowskich. Przy zamianie ($\hat{x}_\mu \leftrightarrow \hat{p}_\nu$) współrzędnych przestrzeni fazowej we wzorze (43) w zgodzie z zasadą dwoistości (dualności) Borna [16], otrzymujemy formułę na nieprzemienność pędów, która charakteryzuje kosmologiczne geometrie de-Sittera

$$[\hat{p}_\mu, \hat{p}_\nu] = \frac{i}{R^2} \hat{M}_{\mu\nu} \quad (46)$$

gdzie $R \simeq 10^{29}$ cm opisuje promień de-Sittera określający rozmiary rozszerzającego się Wszechświata, z rosnącą z czasem kosmologiczną krzywizną. Można przyjąć, że komplementarne wzory (46) i (43) opisują dwie struktury geometryczne – na odległościach kosmologicznych (rzędu rozmiarów Wszechświata) oraz w mikroświecie, na odległościach subatomowych, Planckowskich. Ten związek pomiędzy geometrią „makro” oraz „mikro” we Wszechświecie, reprezentowany przez zasadę dualności Borna, ostatnio znalazł zastosowanie przy sformułowaniu nowej teorii strun, tzw. metastrun [17].

Należy podkreślić, że modele de-Sittera (46) i Snydera (43) są opisane przez odległości algebry Lie, które wprowadzają symetrie czterowymiarowych geometrii odpowiednio z zakrzywionymi współrzędnymi czasoprzestrzeni lub z zakrzywionymi czteropędami $\hat{p}_\mu = (\vec{p}, p_0 = \frac{E}{c})$. Klasyczność algebr (43) i (46) prowadzi także dla obu modeli do sektorów koalgebraicznych z prymitywnymi koiloczynami (34). Można zauważyć, że dwoistość Borna może być także opisana jako własność przekształcenia Fouriera; po wprowadzeniu kwantowych przekształceń Fouriera własność ta daje się uogólnić

także na niekanoniczne nieprzemienne przestrzenie fazowe.

Dla układów dynamicznych bez spinu możemy podstawić we wzorze (43) znaną formułę na orbitalny moment pędu (dla uproszczenia zakładamy $\hbar = 1$)

$$M_{\mu\nu} = -i(\hat{x}_\mu \hat{p}_\nu - \hat{x}_\nu \hat{p}_\mu). \quad (47)$$

W rezultacie wzór (43) opisuje w następujący sposób kwantową czasoprzestrzeń Snydera:

$$[\hat{x}_\mu, \hat{x}_\nu] = -i l_p^2 (\hat{x}_\mu \hat{p}_\nu - \hat{x}_\nu \hat{p}_\mu). \quad (48)$$

Komutator (48) i tożsamości Jacobiego prowadzą do pozostałych relacji definiujących kwantową relatywistyczną przestrzeń fazową Snydera

$$\begin{aligned} [\hat{x}_\mu, \hat{p}_\nu] &= i(\eta_{\mu\nu} + l_p^2 p_\mu p_\nu), \\ [\hat{p}_\mu, \hat{p}_\nu] &= 0. \end{aligned} \quad (49)$$

Wzory (48)–(49) można uogólnić wprowadzając drugą stałą fundamentalną α ($[\alpha] \simeq L^2$)

$$\begin{aligned} [\hat{x}_\mu, \hat{x}_\nu] &= -i(l_p^2 + 2\alpha)(1 + \alpha p^2) M_{\mu\nu}, \\ [\hat{x}_\mu, \hat{p}_\nu] &= i[\eta_{\mu\nu}(1 + \alpha p^2) + l_p^2 p_\mu p_\nu]. \end{aligned} \quad (50)$$

Model (50) dla $\alpha = -\frac{1}{2} l_p^2$ prowadzi do klasycznych, przemiennych współrzędnych czasoprzestrzeni.

Należy podkreślić, że ważną zaletą modelu Snydera jest jego współmienniczość przy przekształceniach Lorentza; gdyż wyjątkowo model Snydera proponuje nieprzemienne czasoprzestrzenie kwantową, która zachowuje klasyczne symetrie Lorentza.

B) Kanoniczne deformacje kwantowe czasoprzestrzeni Minkowskiego (θ -deformacje). Kanoniczną deformację czasoprzestrzeni otrzymujemy postulując wartości liczbowe dla komutatorów kwantowych współrzędnych przy pomocy wzoru

$$[\hat{x}_\mu, \hat{x}_\nu] = i l_p^2 \theta_{\mu\nu}^{(0)} \cdot 1 \quad (51)$$

z którego wynika relacja

$$[\hat{x}_\mu, [\hat{x}_\nu, \hat{x}_\rho]] = 0. \quad (52)$$

Rozwiązania równania (52) prowadzą do ogólniejszej klasy deformacji

$$[\hat{x}_\mu, \hat{x}_\nu] = i \hat{\theta}_{\mu\nu} \quad [\hat{x}_\mu, \hat{\theta}_{\rho\tau}] = 0, \quad (53)$$

gdzie $\hat{\theta}_{\mu\nu}$ jest centralnym, w ogólności operatorowym rozszerzeniem algebry przemiennych współrzędnych klasycznej czasoprzestrzeni [3].

Relacje (51) łamią niezmienniczość Lorentza, lecz można wprowadzić θ -zdeformowaną kwantową algebrę Poincaré [18] przez procedurę twistowania klasycznej algebra Hopfa–Poincaré, która prowadzi do kwantowej Lorentzowskiej współzmienniczości relacji (51). Twist

$$F_\theta = \exp \frac{i l_p^2}{2} (\theta_{\mu\nu}^{(0)} P^\mu \wedge P_\nu), \quad (54)$$

modyfikuje prymitywne koiloczyny generatorów Lorentza $M_{\mu\nu}$ w następujący sposób

$$\Delta_\theta(P_\mu) = \Delta_0(P_\mu) = P_\mu \otimes 1 + 1 \otimes P_\mu, \quad (55)$$

$$\begin{aligned} \Delta_\theta(M_{\mu\nu}) &= F_\theta \circ \Delta_0(M_{\mu\nu}) \circ F_\theta^{-1} = \\ &= \Delta_0(M_{\mu\nu}) \\ &\quad - l_p^2 (\theta_{[\mu}^\sigma P_\nu] \otimes P_\sigma + \theta_{[\mu}^\sigma P_\sigma \otimes P_\nu]). \end{aligned} \quad (56)$$

Można pokazać, stosując wzór (35)

$$\begin{aligned} M_{\mu\nu} \triangleright \hat{x}_\rho \hat{x}_\tau &= \left[\Delta_\theta^{(1)}(M_{\mu\nu}) \triangleright x_\rho \right] \\ &\quad \cdot \left[\Delta_\theta^{(2)}(M_{\mu\nu}) \triangleright x_\tau \right], \end{aligned} \quad (57)$$

że przy dowodzie Lorentzowskiej współzmienniczości relacji (51) istotną rolę spełnia dodatkowy kwantowy człon w koiloczynie (56), który zmienia odpowiednio działania generatorów $M_{\mu\nu}$.

By uzyskać θ -zdeformowaną grupę Poincaré \tilde{H} dualną do θ -zdeformowanej algebry Hopfa–Poincaré, korzystamy z relacji dualności (32), (33) dla algebr Hopfa. Wprowadzając kwantowe parametry translacji \hat{a}_μ i grupy Lorentza Λ_μ^ν , otrzymujemy następujący wzór na nieprzemienne translacje [19]

$$[\hat{a}^\mu, \hat{a}^\nu] = -i l_p^2 \theta_{(0)}^{\rho\tau} (\Lambda_\rho^\mu \Lambda_\tau^\nu - \delta_\rho^\mu \delta_\tau^\nu). \quad (58)$$

Parametry Λ_ρ^μ spełniają warunek Lorentza $\Lambda_\rho^\mu \Lambda_\nu^\rho = \delta_\nu^\mu$ oraz pozostają klasyczne ($[\Lambda_\rho^\mu, \Lambda_\tau^\nu] = [\Lambda_\rho^\mu, a_\tau] = 0$). Gdy wstawimy w (58) warunek $\Lambda_\rho^\mu = 0$, po identyfikacji $\hat{a} \equiv \hat{x}^\mu$ otrzymamy komutator (51) opisujący kanoniczne θ -deformacje czasoprzestrzeni.

Należy dodać, że θ -deformacja jest najczęściej używaną w literaturze deformacją czasoprzestrzeni, służącą np. do wprowadzenia nieprzemiennej kwantowej teorii pola, uwzględniającej efekty kwantowej grawitacji. Globalny charakter parametrów $\theta_{\mu\nu}^{(0)}$, jednakowych w każdym punkcie czasoprzestrzeni, wskazuje na przybliżony charakter modelu kanonicznej deformacji (51), w szczególności w zastosowaniach do kwantowej grawitacji.

C) Kwantowa kappa-zdeformowana czasoprzestrzeń Minkowskiego. κ -zdeformowane czasoprzestrzenie kwantowe zostały wprowadzone jako nieprzemienne

moduły kwantowej κ -zdeformowanej algebry Hopfa–Poincarégo, w ramach podejścia w którym jako pierwotny obiekt geometryczny wprowadzamy symetrie i grupy kwantowe⁹.

Przy konstrukcji κ -zdeformowanej algebry Hopfa–Poincaré korzystamy z q -deformacji (deformacji Drinfeld–Jimbo) algebry AdS (anty-de-Sittera)

$$\hat{\delta}(3,2) \xrightarrow{q\text{-deformacja}} U_q(\hat{\delta}(3,2)). \quad (59)$$

Założenie, że bezwymiarowy parametr deformacji q jest powiązany z promieniem AdS R w sposób określony wzorem (60)

$$q \longrightarrow q(\kappa, R) = 1 + \frac{1}{\kappa R} + o\left(\frac{1}{\kappa^2}\right), \quad (60)$$

pozwala na wprowadzenie kwantowej wersji kontraktacji Wignera–Inönü $R \rightarrow \infty$ [21]

$$U_{q(\kappa;R)}(\hat{\delta}(3,2)) \xrightarrow{R \rightarrow \infty} U_\kappa(\hat{p}_{3;1}), \quad (61)$$

gdzie przez $\hat{p}_{3;1}$ została oznaczona klasyczna $D = 4$ algebra Poincaré, natomiast $U_\kappa(\hat{p}_{3;1})$, w granicy $R \rightarrow \infty$, opisuje κ -zdeformowaną algebrę Hopfa–Poincaré.

Kwantowa kontrakcja (61) powinna być wykonana na wszystkich operacjach definiujących q -zdeformowaną algebrę Hopfa–AdS H_q

$$\begin{aligned} H_q &= (A = U_q(\hat{\delta}(3,2)), m, \Delta_q, \epsilon, S_q) \\ R \rightarrow \infty \downarrow q &= q(\kappa, R) \\ H_\kappa &= (A = U_\kappa(\hat{p}_{3;1}), m, \Delta_\kappa, \epsilon, S_\kappa) \end{aligned} \quad (62)$$

Przy wyborze bazy algebraicznej w H_κ , wprowadzonej przez Majida i Ruegga [22], otrzymujemy następujące wzory definiujące κ -zdeformowaną algebrę Hopfa–Poincaré.

1) *Sektor algebraiczny* ($M_{\mu\nu} = (M_i, N_i)$, $P_\mu = (\vec{P}_j, P_0)$). Algebra Lorentza pozostaje nie zdeformowana, natomiast jedyny zdeformowany komutator algebry Poincaré jest dany wzorem (dla uproszczenia zakładamy $c = \hbar = 1$)

$$[N_i, P_j] = i \delta_{ij} \left[\frac{\kappa}{2} (1 - e^{-\frac{2P_0}{\kappa}}) + \frac{1}{2\kappa^2} \vec{P}^2 \right] + \frac{1}{\kappa} P_i P_j. \quad (63)$$

9. Powyższe podejście geometryczne do systemów dynamicznych zostało wprowadzone przez Souriau [20], w którym podstawowym obiektem geometrycznym jest różnorożność grupowa, np. grupa Poincarégo lub (dla cząstek bez masy) grupa konforemna, oraz ich tzw. przestrzenie warstw.

2) *sektor koalgebraiczny*. Koiloczyny $\Delta(P_0)$ i $\Delta(M_i)$ pozostają prymitywne (patrz (34)), natomiast

$$\Delta P_i = P_i \otimes 1 + e^{-\frac{2P_0}{\kappa}} \otimes P_i \quad (64a)$$

$$\Delta N_i = P_i \otimes 1 + e^{-\frac{P_0}{\kappa}} \otimes N_i + \frac{1}{\kappa} \epsilon_{ijk} P_j \wedge M_k \quad (64b)$$

3) *Antypody*.

$$S(P_i) = -e^{-\frac{P_0}{\kappa}} P_i \quad (65a)$$

$$S(P_0) = -P_0$$

$$S(M_i) = -M_i \quad (65b)$$

$$S(N_i) = -e^{\frac{P_0}{\kappa}} N_i + \frac{1}{\kappa} \epsilon_{ijk} e^{\frac{P_0}{\kappa}} P_j M_k$$

Dwa operatory Casimira algebry Poincaré, opisujące masę i spin cząstek relatywistycznych, są zmodyfikowane następująco

$$P_\mu P^\nu \rightarrow \vec{P}^2 e^{\frac{P_0}{\kappa}} - \left(2\kappa \sin \frac{P_0}{\kappa}\right)^2 \quad (66)$$

$$W_\mu W^\nu \rightarrow \left(\cos \frac{P_0}{\kappa} - \frac{\vec{P}^2}{4\kappa^2}\right) W_0^2 - \vec{W}_\kappa^2 \quad (67)$$

gdzie zdeformowany czterowektor Pauli–Lubińskiego $W_\mu^\kappa = (W_0, \vec{W}_\kappa)$ przyjmuje następującą postać

$$W_0 = \vec{P} \cdot \vec{M} \quad \vec{W}_\kappa = \kappa \vec{M} \sinh \frac{P_0}{\kappa} + \vec{P} \times \vec{N}. \quad (68)$$

Korzystając z relacji dualności możemy także wprowadzić następujące wzory opisujące kwantową κ -zdeformowaną grupę Poincaré z nieprzemiennymi parametrami $(\hat{a}_\mu, \hat{\Lambda}_\nu^\mu)$

$$[\hat{a}^\mu, \hat{a}^\nu] = -\frac{i}{\kappa} (\hat{a}^\mu \delta_0^\nu - \hat{a}^\nu \delta_0^\mu) \quad (69a)$$

$$[\hat{a}^\mu, \hat{\Lambda}_\rho^\nu] = \frac{i}{\kappa} (\hat{\Lambda}_\rho^\nu - \delta_\rho^\nu) \hat{\Lambda}_\rho^\mu + \eta^{\mu\nu} (\hat{\Lambda}_\rho^0 - \delta_\rho^0) \quad (69b)$$

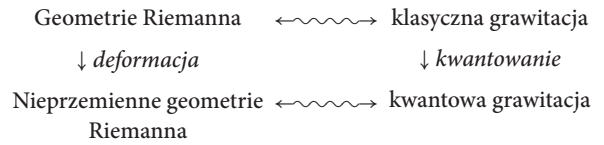
$$[\hat{\Lambda}_\nu^\mu, \hat{\Lambda}_\tau^\rho] = 0 \quad (69c)$$

Nieprzemienne translacje \hat{a}_μ we wzorze (69a) opisują κ -zdeformowaną kwantową przestrzeń Minkowskiego. Należy zauważyć, że relacje (69a)–(69c) nie przedstawiają przykładu algebry Lie, gdyż komutator (69b) jest biliniową funkcją generatorów $\hat{\Lambda}_\nu^\mu$.

Należy podkreślić, że κ -zdeformowana kwantowa algebra Poincarégo (wzory (63)–(65)) około r. 2000 były inspiracją przy konstrukcji uogólnienia specjalnej teorii względności, znanego pod nazwą Podwójna Specjalna Teoria Względności (ang. DSR, Doubly Special Relativity, potem także Deformed Special Relativity) [23, 24, 25]. Jednym z ważnych problemów teorii DSR, opisującej jako kanoniczny przykład κ -deformację kinematyki relatywistycznej, pozostaje interpretacja fizyczna niesymetrycznego prawa dodawania trójpędów, opisanego koiloczynem (64a).

5. W kierunku grawitacji kwantowej: algebraiczna geometria zakrzywionych czasoprzestrzeni kwantowych i dynamiczna natura nieprzemienności

W poprzednim rozdziale zostały podane trzy przykłady czasoprzestrzeni kwantowych, opisane przez kwantowe deformacje przestrzeni Minkowskiego. Wprowadzają one nieprzemienność zadaną przez liczbowe parametry deformacji związane z długością Plancka λ_p (masą Plancka m_p). Trzeba jednak zauważyć, że w ogólnej teorii względności struktura zakrzywionych czasoprzestrzeni jest lokalna, zależna od punktu, przeto założenie, że nieprzemienność możemy opisać paroma stałymi parametrami, jednakoowymi dla całej kwantowej czasoprzestrzeni, wydaje się grubym uproszczeniem. Należałoby przyjąć iż w grawitacji kwantowej funktry opisujące nieprzemienności są także lokalne i dynamiczne, zależne od polowych grawitacyjnych stopni swobody, natomiast w ogólnym przypadku grawitacji oddziałującej z polami materii należy uwzględnić zależność tych funktry od niegrawitacyjnych stopni swobody. Można przedstawić następujący ogólny diagram¹⁰



Pionowe strzałki „deformacja” i „kwantowanie” są niejednoznaczne, zależne od klasy deformacji i wyboru sposobu kwantyzacji. Prowadzą one z jednej strony do różnych opisów kwantowych struktur geometrycznych, z drugiej do różnych metod kwantowania grawitacji.

Już w latach trzydziestych Bronstein jako pierwszy wprowadził elementy kwantowej geometrii Riemanna. Zaproponował on w szczególności wprowadzenie nieprzemiennych, algebraicznych składowych koneksji Levi–Civita (symboli Christoffela) jako zapisu ograniczeń na mierzalność wielkości geometrycznych w świecie kwantowych zakrzywionych przestrzeni [6]. Po tragicznej śmierci Bronsteina w r. 1938 dopiero rozwój w ostatnim ćwierćwieczu formalizmu deformacji kwantowych, grup kwantowych, nieprzemiennych przestrzeni oraz nieprzemiennych rachunków różniczkowych [26, 27], w dużej mierze dzięki pracom A. Connes, J. Madore, S. Majida oraz ich współpracowników [28]–[34], pozwolił na podanie algebraicznych modeli nieprzemiennych kwantowych struktur

10. Dla uproszczenia prezentacji nie korzystamy z terminologii „geometria pseudoriemannowska”, odróżniającej sygnatury przestrzeni i czasu.

(pseudo)riemannowskich oraz algebraicznych definicji nieprzemiennych tensorów metrycznych, koneksji, tensorów Ricciego, tensorów krzywizny etc. W rezultacie zostały zaproponowane algebraiczne struktury wprowadzające kwantowo-algebraiczne nieprzemienne odpowiedniki pojęć geometrycznych w Einsteinowskiej ogólnej teorii względności.

Ważna klasa deformacji prowadząca od klasycznych, przemiennych geometrii do kwantowych, nieprzemiennych jest opisana przez operację twistowania. Deformacja przy pomocy twistu („twist deformation”) jest jednym ze znanych sposobów kwantowania („twist quantization”) klasycznej teorii pola i klasycznej grawitacji [35]–[38]. Prosty przykład tzw. twistu kanonicznego został podany w podrozdziale 4b), w którym opisano kanoniczne kwantowe θ -deformacje przestrzeni Minkowskiego oraz klasycznej algebry Poincaré. Operację twistowania możemy zastosować tak do kwantowania algebry symetrii opisanej algebrą Hopfa (patrz (28)) jak i do deformacji jej modułów. Operator twistu $F = F_{(1)} \otimes F_{(2)} \in A \otimes A$ z jednej strony zmienia przez przekształcenie podobieństwa koiloczyny algebry Hopfa $((a \otimes b) \circ (c \otimes d) = ac \otimes bd)$

$$\Delta \xrightarrow{F} \Delta_F = F^{-1} \circ \Delta \circ F \quad (70)$$

z drugiej modyfikuje operację mnożenia $*$ w algebrze X modułów algebry Hopfa H (patrz (36)) przy pomocy następującego wzoru ($x, x' \in X$),

$$x \cdot x' \xrightarrow{F} x *_F x' = (F_{(1)} \triangleright x) \cdot (F_{(2)} \triangleright x') \quad (71)$$

Można wyodrębnić następujące dwie klasy twistów:

1) *twisty Drinfelda* [39]. Spełniają one warunek dwu-kocyklu $(\Delta \equiv \Delta \circ \Delta^{(2)})^{\text{II}}$

$$F_{12}(\Delta \otimes 1) \circ F = F_{23}(1 \otimes \Delta)F \quad (72)$$

który jest spełniony w algebrze zadanej iloczynem tensorowym $A \otimes A \otimes A$. Warunek (72) jest konieczny do zachowania po przekształceniu (70) własności kończoności koiloczynów, czyli

$$\begin{aligned} (\Delta \otimes 1) \circ \Delta &= (1 \otimes \Delta) \circ \Delta \\ &\xrightarrow{F} (\Delta^F \otimes 1) \circ \Delta^F = (1 \otimes \Delta^F) \circ \Delta^F \end{aligned} \quad (73)$$

Spełnienie warunków (72) także prowadzi do łączności mnożenia opisanego wzorem (71)

II. Oznaczamy $F_{12} \equiv F_{(1)} \otimes F_{(2)} \otimes 1$, $F_{13} = F_{(1)} \otimes 1 \otimes F_{(2)}$, $F_{23} = 1 \otimes F_{(1)} \otimes F_{(2)}$. Równania (72)–(73) są spełnione w algebrze potrójnego iloczynu tensorowego $A \otimes A \otimes A$.

$$(x *_F y) *_F z = x *_F (y *_F z) \quad (74)$$

2) *twisty opisujące skręcenia przez kocykl* („cochain twists”) [40],[41], jedynie z warunkiem

$$(\epsilon \otimes 1) \circ F = (1 \otimes \epsilon) \circ F. \quad (75)$$

Twistowane koiloczyny Δ_F zadane wzorem (70) w ogólnym wypadku nie spełniają warunku kończoności (73); miarą jego łamania jest nietrywialny koasociator $\phi \in A \otimes A \otimes A$ (dla algebr łącznych $A \phi = 1 \otimes 1 \otimes 1$). Dla tak poszerzonej klasy twistów można pokazać, że operacja mnożenia $*_F$ w algebrze X modułów algebry Hopfa H może być niełączna.

Konkludując, w ramach kwantowania przy pomocy twistu możemy wprowadzić także niełączne przestrzenie kwantowe, których symetrie są opisane algebrami quasi-Hopfa, z nietrywialnymi koasociatorami [40].

Pierwsze wyliczenia struktur riemannowskich z kwantowaniem przez twistowanie przedstawiono dla najprostszego twistu kanonicznego, zadanego wzorem (54), który prowadzi do kanonicznej θ -deformacji grawitacji Einsteina [37]. W szczególności wyliczono θ -poprawki do działania Einsteina–Hilberta; zostało pokazane, że pierwsza nieznikająca θ -poprawka jest proporcjonalna do l_p^2 . To znikanie liniowych kwantowo-grawitacyjnych poprawek uzyskano także dla wielu niekanonicznych deformacji, np. dla κ -deformacji Einsteinowskiej grawitacji [42], lecz można pokazać, że dla grawitacji sprzężonej z polami materii liniowa θ -poprawka jest różna od zera [43].

Przekształcenia symetrii w ogólnej teorii względności są generowane przez lokalne przekształcenia współrzędnych, opisane przez nieskończeniowym wymiarową algebrę diffeomorfizmów o strukturze algebry Hopfa. Koiloczyny w tej algebrze określają regułę Leibniza, która opisuje składanie (mnożenie) dwóch lokalnych przekształceń współrzędnych. W klasycznej grawitacji koprodukty algebry diffeomorfizmów są prymitywne, natomiast kwantowanie przy pomocy twistu prowadzi do zdeformowanych reguł Leibniza i do nieklasycznego składania dwóch diffeomorfizmów.

Gdy kwantujemy teorię klasyczną przy pomocy twistu, modyfikację opisującą efekty kwantowe otrzymujemy przez deformację klasycznej operacji mnożenia (wzór (71)); w ten sposób wprowadzamy realizację kwantowej nieprzemiennej algebry funkcji $f(\hat{x}) \in \hat{A}$ (\hat{x}_μ – nieprzemienne współrzędne) przy pomocy algebry klasycznych przemiennych funkcji z nielokalnym mnożeniem $*_F$.

$$f_1(\hat{x}) \cdot f_2(\hat{x}) \xrightarrow{\text{homomorfizm } \hat{A}} f_1(x) \star_F f_2(x). \quad (76)$$

Wzór (76) opisuje przejście od nieprzemiennej algebry do jej realizacji na przestrzeni klasycznych funkcji.

By opisać kwantowo-grawitacyjny odpowiednik Einsteinowskiej geometrycznej interpretacji ogólnej teorii względności należy rozważyć nieprzemienią kwantową geometrię Riemanna. Jest ona opisana na algebrze łącznej \hat{A} funkcji zależnych od nieprzemienionych współrzędnych z dodatkową strukturą zadaną rachunkiem różniczkowym (Ω, d) z gradacją

$$\Omega = \oplus_n \Omega^n, \quad d: \Omega^n \rightarrow \Omega^{n+1}, \quad d^2 = 0, \quad (77)$$

gdzie $\Omega^0 = \hat{A}$ ($d: A \rightarrow \Omega^1$), natomiast derywacja d spełnia standardowe reguły Leibniza

$$d(ab) = (da)b + a(db) \quad (78)$$

Przestrzeń różniczkowych jedno-form Ω_1 jest bimodułem algebry A i pozwala na wprowadzenie algebraicznych iloczynów tensorowych $\Omega^1 \otimes_A \Omega^1$, $\Omega^2 \otimes_A \Omega^1$, $\Omega^1 \otimes_A \Omega^2$ oraz podstawowe pojęcia algebro-geometryczne nieprzemiennej geometrii Riemanna: metrykę riemannowską $\hat{g} = \hat{g}^{(1)} \otimes_A \hat{g}^{(2)}$, algebraiczne koneksje oraz składowe tensorów krzywizny i torsji. Postulatami, których wprowadzenie wydaje się trudne do obejścia, lecz ograniczające ogólność formalizmu, to założenie centralności metryki

$$[\hat{g}, \hat{x} \otimes \hat{x}'] = 0, \quad \hat{x}, \hat{x}' \in \hat{A} \quad (79)$$

oraz standardowa, niezdeformowana postać (78) reguły Leibniza.

Należy podkreślić, że algebraiczne podejście do kwantowych geometrii zaproponował pierwszy A. Connes, [8], który wprowadzając tzw. trójki spektralne $(\hat{A}, \hat{D}, \mathcal{H})$, gdzie \mathcal{H} jest przestrzenią Hilberta, natomiast D operatorem Diraca, podał określoną receptę na realizację operatorową struktur algebraicznych. Przykłady geometrii nieprzemienionych, rozważane w ramach formalizmu trójek spektralnych Connesa wydają się jednak zbyt proste by doprowadzić do wskazówek w jaki sposób zastosować metody algebraicznej, nieprzemiennej geometrii do opisu czterowymiarowych kwantowych struktur riemannowskich kwantowej grawitacji. Należy dodać, że algebraiczne modele nieprzemienionych algebr Riemanna, rozważane ostatnio przez Majida i współpracowników, są również jeszcze na etapie modeli – zabawek („toy models”), nieraz z wyborem nieprzemiennej algebry \hat{A} o skończonej liczbie elementów.

Ostatnio także badano, w kontekście nieprzemienionych geometrii Riemanna, poprawki kwantowo-grawitacyjne generowane przez twisty, które prowadzą do modeli niełącznej kwantowej grawitacji [44]. Można rozważyć deformacje, które uogólniają relacje (23) następujące

$$\begin{aligned} [\hat{x}_\mu, \hat{x}_\nu] &= i l_p^2 F_{\mu\nu} \left(\frac{\hat{x}_r}{l_p}, l_p \hat{p}_\rho \right) \\ &= i l_p^2 \cdot \sum_{n=0}^{\infty} F_{\mu\nu}^{\rho_1 \dots \rho_n} \left(\frac{\hat{x}_r}{l_p} \right) \cdot l_p^n \hat{p}_{\rho_1} \dots \hat{p}_{\rho_n} \end{aligned} \quad (80)$$

z założeniem, że prawa strona wzoru daje zero gdy $l_p \rightarrow 0$.¹² Wzór (80) pokazuje, że czasoprzestrzeń kwantowa jest jedynie częścią nieprzemiennej kwantowej przestrzeni fazowej, opisanej algebraicznie w kompletny sposób gdy także podamy komutatory $[\hat{x}_\mu, \hat{p}_\nu]$ oraz $[\hat{p}_\mu, \hat{p}_\nu]$ (częstym założeniem jest klasyczność czteropędów, czyli znikanie drugiego komutatora). Prostym przykładem relacji typu (80) jest opis w kwantowej teorii strun z tzw. R -strumieniami (R -fluxes) czasoprzestrzeni kwantowych, które wprowadzają nieprzemienią niełączną geometrię przy pomocy następującego wzoru na nieprzemienność kwantowej czasoprzestrzeni ($R^{\mu\nu\rho}$ jest tensorem liczbowym)

$$[\hat{x}_\mu, \hat{x}_\nu] = \frac{i l_p^3}{3\hbar} R^{\mu\nu\rho} p_\rho \quad (81)$$

Przy założeniu kanonicznych relacji $[\hat{x}_\mu, \hat{p}_\nu] = i\hbar \eta_{\mu\nu}$ ($\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(1, 1, 1, -1)$) otrzymujemy następującą formułę na jakobiator, opisujący niełączność kwantowej czasoprzestrzeni (81)¹³

$$\begin{aligned} [x^\mu, x^\nu, x^\rho] &\equiv [x^\mu, [x^\nu, x^\rho]] \\ &+ \text{cycl}(\mu \rightarrow \nu \rightarrow \rho) = l_p^3 R^{\mu\nu\rho} \end{aligned} \quad (82)$$

Nowa dynamika strun, sformułowana na uogólnionych kwantowych przestrzeniach fazowych, łącznych oraz niełącznych, jest ostatnio dyskutowana w ramach modelu tzw. metastrun [17].

Ważnym nie rozwiązany problemem w kwantowej grawitacji jest odpowiedź na pytanie jak wygląda kompletny układ równań, uwzględniający również dynamiczną naturę nieprzemienności. W teorii kwantowej grawitacji zunifikowanej z innymi oddziaływaniami fundamentalnymi, relację (80) należy rozszerzyć o zależność komutatorów kwantowych współrzędnych od dynamicznych teorio-polowych stopni swobody – grawitacyjnych (\hat{g}) oraz związanych z polami materii ($\hat{\phi}_A$)

12. Nie zakładamy dla algebry (80) tożsamości Jacobiego.

13. Należy dodać, że w modelach strun obok długości Plancka jest także wprowadzana elementarna długość strunowa l_s ($l_s > l_p$).

$$[\hat{x}_\mu, \hat{x}_\nu] = i l_p^2 \mathcal{F}_{\mu\nu} \left[\frac{\hat{x}_\rho}{l_p}, l_p \hat{p}_\rho; \hat{g}, \hat{\phi}_A \right]. \quad (83)$$

Wiedza na temat funkcjonu $\mathcal{F}_{\mu\nu}$, której nie znamy, będzie stanowiła ważny krok przy konstrukcji algebraicznego formalizmu grawitacji kwantowej.

6. Uwagi końcowe

Do chwili obecnej podano wiele propozycji sugerujących w jakim kierunku należy badać fizycznie akceptowalne i matematycznie konsystentne modele kwantowej grawitacji. Poza algebraicznym formalizmem nieprzemiennej geometrii skrótoowo opisanym w poprzednim rozdziale można wyróżnić następujące trzy szeroko badane podejścia:

i) Pętlowa grawitacja kwantowa (ang. Loop Quantum Gravity, w skrócie LQG). Istotnym nowym elementem formalizmu LQG jest opis grawitacyjnych stopni swobody przy pomocy nielokalnych zmiennych pętlowych, niezmienniczych względem lokalnych przekształceń współrzędnych czasoprzestrzeni [46, 47].

ii) Od czasu pierwszych zastosowań teorii (super)strun do opisu oddziaływań fundamentalnych [48] jest lansowana teza, że kwantowa grawitacja jest opisana przez jeden z sektorów kwantowej (super)struny, w ramach renormalizowalnego strunowego modelu unifikacji wszystkich oddziaływań. Przy opisie otwartych strun kwantowych zostało następnie pokazane, że nieprzemienne rozmaitości czasoprzestrzenne są reprezentowane przez końce otwartej struny (współrzędne na tzw. D -branie) [49].

iii) Kwantową teorię grawitacji badano także przy pomocy całek funkcjonalnych Feynmana po grawitacyjnych teoriopoloowych stopniach swobody [50]. W ramach tego podejścia skonstruowano modele grawitacji kwantowej na sieci; należy tutaj wymienić w szczególności dyskretyzację sieciową wprowadzoną przy pomocy przyczynowej i dynamicznej triangularyzacji czasoprzestrzeni [51] (ang. Causal Dynamical Triangulation, w skrócie CDT). Warto dodać, że sieciowy model trójwymiarowej ($D = (2 + 1)$) kwantowej grawitacji Ponzano–Regge jest historycznie najstarszą próbą opisu grawitacji kwantowej [52].

Należy dodać, że w każdej z powyższych trzech metod kwantowania grawitacji nieprzemienne geometrie czasoprzestrzeni znalazły swoje ważne miejsce. Dla przykładu w ramach LQG pokazano, że pojęcie klasycznego punktu lub dowolnie małej objętości nie daje się zdefiniować i w konsekwencji teoria ta prowadzi do dynamicznie uwarunkowanych dyskretnych rozmaitości czasoprzestrzennych. W teorii kwanto-

wych strun poza nieprzemiennością współrzędnych na D -branach wprowadzono także tzw. deformacje Yanga–Baxtera [53, 54] które prowadzą do kwantowej deformacji (super)strun unifikujących oddziaływania, poruszających się na przykład w dziesięciowymiarowej zakrzywionej czasoprzestrzeni.

Ważnym problemem, który chciałbym poruszyć w uwagach końcowych, jest status kwantowej grawitacji jako fizycznej teorii sprawdzalnej doświadczalnie. Istnieje grupa znanych badaczy, którzy nie widzą teoretycznej możliwości eksperymentalnego pomiaru poprawek kwantowo-grawitacyjnych, co doprowadziło niektórych z nich do konkluzji, że grawitację powinniśmy rozważać jedynie jako teorię na poziomie klasycznym [55]. Nie jest to jednak punkt widzenia szeroko akceptowany, w szczególności w kontekście nowych osiągnięć astrofizyki, po detekcji fal grawitacyjnych i jej nowych możliwości pomiarowych. Można natomiast zadać pytanie – jakie ma znaczenie ostatecznie odkrycie doświadczalne fal grawitacyjnych dla statusu kwantowej grawitacji jako nauki weryfikowalnej doświadczalnie? Z faktu istnienia fal grawitacyjnych nie wynika logiczna konieczność kwantowania grawitacji, chociaż mamy narzucającą się analogię z elektrodynamiką, która, jak wiemy, jest realizowana w przyrodzie także w wersji kwantowej. Należy dodać, że aktualne próby rachunkowego wyodrębnienia efektów kwantowej grawitacji np. przy opisie ultra-energetycznych procesów łączenia się dwóch czarnych dziur przy procesie emisji fal grawitacyjnych (patrz np. [56]) mają dotychczas jedynie status hipotezy, nie potwierdzonej przez krytyczną analizę porównań pomiarów doświadczalnych z wyliczeniami teoretycznymi (patrz np. [57]).

Efekty związane z kwantową grawitacją możemy jednak obserwować także w sposób pośredni, przez sprawdzenie doświadczalne wniosków wyprowadzonych z klasycznych teorii: specjalnej i ogólnej teorii względności Einsteina. Wymienię jedynie dwa wnioski, których nieprawdziwość byłaby ważnym argumentem za istnieniem efektów grawitacji kwantowej:

- a) Uniwersalność stałej prędkości światła c
- b) Zachowanie symetrii relatywistycznych, w szczególności Lorentzowskich, dla oddziaływań niegrawitacyjnych.

Należy podkreślić, że Albert Einstein i jego szczególne teoria względności oraz klasyczna teoria grawitacji trzymają się wciąż bardzo mocno. Rozważania fenomenologiczne związane z opisem efektów kwantowo-grawitacyjnych to ostatecznie przede wszystkim oszacowania progów obserwowalności, natomiast nie został zmierzony jeszcze żaden konkretny efekt eksperymen-

talny, który zostałby ogólnie zaakceptowany jako generowany przez kwantową teorię grawitacji.

Zakończę stwierdzeniem, że pozostaje ciepłość. Plany i wysiłki eksperymentalistów by otworzyć tzw. „okno Plancka”, przez które postrzeżemy efekty kwantowej grawitacji w początkowym okresie ewolucji Wszechświata lub w obserwowanych procesach astrofizycznych, dają dużo nadziei. Na razie grawitacja kwantowa pozostaje w dużej mierze rajem dla rozważań teoretycznych, w którym jedyną ściśle obowiązującą cenzurą jest matematyka. Jak jednak wskazuje historia nauki, w bliższej lub dalszej przyszłości na pewno odnajdziemy się w innej sytuacji, gdy dojdziemy do grawitacji kwantowej jako potwierdzonej eksperymentalnie naukowej wiedzy o kwantowej strukturze naszego Wszechświata.

Literatura

- [1] E.P. Wigner, *On unitary representations of the inhomogeneous Lorentz group*, Ann.Phys. 40, 149 (1939).
- [2] C.A. Mead, *Observable consequences of fundamental length hypothesis*, Phys. Rev. 143, 990 (1966).
- [3] S. Doplicher, K. Fredenhagen, J.E. Roberts, *The quantum structure of space-time at the Planck scale and quantum fields*, Comm.Math.Phys. 172, 187(1995); arXiv:hep-th/0303037.
- [4] D. Bahns, S. Doplicher, G. Marsella, G. Piacitelli, *Quantum Space-time and Algebraic Quantum Field Theory*, in Advances in Algebraic QFT, Springer, p. 289 (2015); arXiv:hep-th/1501.03298.
- [5] M. Planck, *Ueber irreversible Strahlungsvorgaenge*, Sitz. Preus. Akad. Wiss. 5, 437 (1899).
- [6] M.P. Bronstein, *Quantum theory of weak gravitational fields*, JETP 9, p. 140157 (1936).
- [7] S. Majid, *Foundations of Quantum Group Theory*, Cambridge Univ. Press, 1994.
- [8] A. Connes, *Non-commutative Geometry*, Acad. Press, 1944.
- [9] A. Borowiec, J. Lukierski, V.N. Tolstoy, *Basic quantizations of $D = 4$ Euclidean, Kleinian and quaternionic $o^*(4)$ symmetries*, JHEP 1711, 187 (2017), arXiv:1708.09848.
- [10] S. Zakrzewski, *Poisson structures on the Poincaré group*, Comm. Math. Phys. 185, 285 (1997); arXiv:q-alg/9602001.
- [11] J.H. Lu, *Hopf algebroids and quantum groupoids*, Int. Journ. Math. 7, 47(1996); arXiv:q-alg/9505020.
- [12] T. Brzeziński, G. Militaru, *Bialgebroids, x_A -bialgebras and duality*, Journ. Algebra 247, No 2, p. 467 (2002). 279(2002); arXiv:math.QA/0012164.
- [13] J. Lukierski, Z. Skoda, M. Woronowicz, *Deformed covariant quantum phase spaces as Hopf algebroids*, Phys.Lett. B750, 401 (2015); arXiv:1507.02612[hep-th].
- [14] T. Brzeziński, S. Majid, *Coalgebra gauge theory*, Comm. Math. Phys. 191, 467 (1998); q-alg/9602022.
- [15] H.S. Snyder, *Quantized space-time*, Phys. Rev. D71, 38(1947).
- [16] M. Born, *A suggestion for unifying quantum theory and relativity*, Proc. Roy.Soc. London A165, 291 (1938).
- [17] L. Freidel, R.G. Leigh, D. Minic, *Metastring theory and modular space-time*, JHEP1506 006 (2005); 1502.08005[hep-th].
- [18] M. Chaichian, P.P. Kulish, K. Nishijima, A. Tureanu *On a Lorentz-invariant interpretation of noncommutative space-time and its implications on noncommutative QFT*, Phys.Lett. B604, 98 (2004).
- [19] C. Gonera, P. Kosiński, P. Maslanka, S. Giller, *Space-time symmetry of noncommutative field theory*, Phys. Lett. B622, 192 (2005); hep-th/0504132.
- [20] J.M. Souriau, *Structures des Systemes Dynamiques*, Ed. Dunod, Paris (1969).
- [21] J. Lukierski, A. Nowicki, H. Ruegg, V. Tolstoy, *q -deformation of Poincaré algebra*, Phys. Lett. B264, 331 (1991).
- [22] J. Lukierski, H. Ruegg, *Quantum κ -Poincaré in any dimension*, Phys. Lett. B329, 189 (1994).
- [23] G. Amelino-Camelia, *Testable scenario for relativity with minimum length*, Phys. Lett. B510, 255 (2001); arXiv:hep-th/0012238.
- [24] N.R. Bruno, G. Amelino-Camelia, J. Kowalski-Glikman, *Deformed boost transformations that saturate at the Planck scale*, Phys. Lett. B522, 133 (2001); arXiv:hep-th/0107039.
- [25] J. Lukierski, A. Nowicki, *Doubly Special Relativity versus κ -deformation of relativistic kinematics*, Int. Journ. Mod. Phys. 18, 7(2003); arXiv:hep-th/0203065.
- [26] A. Connes, *Noncommutative differential geometry*, Publications of I.H.E.S. 62, 257(1986).
- [27] S.L. Woronowicz, *Twisted SU(2) group. An example of noncommutative differential calculus*, Publ. Res. Inst.
- [28] S.L. Woronowicz, *Differential calculus on compact matrix pseudogroups (quantum groups)*, Comm. Math. Phys. 122, 125 (1989).
- [29] J. Madore, *An Introduction to Noncommutative Differential Geometry and its Physical Applications*, Cambridge Univ. Press (1995).
- [30] B.L. Cerchiai, G. Fiore, J. Madore, *Geometrical tools for quantum Euclidean spaces*, Comm. Math. Phys. 217, 521(2001); arXiv: math/0002007[math.QA].
- [31] S. Majid, *Algebraic approach to Quantum Gravity III: Noncommutative Riemannian Geometry*, arXiv: hep-th/0604132.
- [32] E.J. Beggs, S. Majid, *Gravity induced from quantum space-time*, Class. Quant. Grav. 31, 035020 (2014).
- [33] S. Majid, *On the emergence of the structure of physics*, arXiv: 1711.00556 [math-ph].
- [34] E.J. Beggs, S. Majid, *Quantum Riemannian Geometry*, in press.
- [35] P.P. Kulish, *Twists of quantum groups and noncommutative field theory*, Karlstadt Conf. Report (2004); arXiv:hep-th/0606056.
- [36] P. Aschieri, F. Lizzi, P. Vitale, *Twisting all the way: from Classical Mechanics to Quantum Fields*, Phys. Rev. D77; 025037 (2008); arXiv:0708.3002[hep-th].
- [37] P. Aschieri, Ch. Blohmann, M. Dimitrijevic, F. Meyer, P. Schupp, J. Wess, *A Gravity Theory on Noncommutative Spaces*, Class. Quant. Grav. 22, 3511 (2005); arXiv:hep-th/0504183.
- [38] P. Aschieri, M. Dimitrijevic, F. Meyer, J. Wess, *Non-*

- commutative Geometry and Gravity*, *Class. Quant. Grav.* 23, 1883 (2006); arXiv:hep-th/0510059.
- [39] V. Drinfeld, *Quantum Groups*, in Proc. of ICM, held in Berkeley (1985); publ. A. Gleason (ed.), AMS, p. 798–820 (1987).
- [40] V.G. Drinfeld, *Quasi-Hopf algebras*, *Leningrad Math. Journ.* 1, 1491 (1989).
- [41] E.J. Beggs, S. Majid, *Quantization by cochain twists and nonassociative differentials*, *J. Math. Phys.* 51; 053522 (2010); arXiv:math/0506450.
- [42] R. Banerjee, P. Mukherjee, S. Samanta *Lie-algebraic noncommutative gravity*, *Phys. Rev. D* 75: 125020 (2007).
- [43] P. Aschieri, L. Castellani, *Gen. Rel. Grav.* 45, 411(2013); arXiv:1206.4096[hep-th].
- [44] P. Aschieri, R. Szabo, *Triproducts, nonassociative star products and geometry of R-flux string compactifications*, *J. Phys. Conf. Serie* 634, 012004 (2015); arXiv:1504.03915[hep-th].
- [45] D. Mylonas, P. Schupp, R.J. Szabo, *Membrane sigma models and quantization of nongeometric flux backgrounds*, *JHEP* 1209, 012 (2012); arXiv:1207.0926[hep-th].
- [46] A. Ashtekar, J. Levandowski, *Background Independent Quantum Gravity: A Status Report*, *Class. Quant. Grav.* 21, 1253 (2004); arXiv:gr-qc/040418.
- [47] T. Thiemann, *Modern Canonical Quantum General Relativity*, Cambridge Univ. Press, 2007.
- [48] J. Scherk, J.H. Schwarz *Dual model for Nonhadrons*, *Nucl. Phys.* B81, 118 (1974).
- [49] N. Seiberg, E. Witten, *String Theory and Noncommutative Geometry*, *JHEP* 9909, 032 (1999); arXiv:hep-th/9908142.
- [50] H. Leutwyler, *Gravitational field: equivalence of Feynmann quantization and canonical quantization*, *Phys. Rev.* 134B, 1155 (1964).
- [51] J. Ambjorn, A. Goerlich, J. Jurkiewicz, R. Loll, *Quantum Gravity via Causal Dynamical Triangulation*, arXiv:1302.2173 [hep-th].
- [52] T. Regge, *General relativity without coordinates*, *Nuovo Cim.* 19, 558 (1961).
- [53] T. Matsumoto, K. Yoshida, *Integrability of classical strings dual for noncommutative gauge theories*, *JHEP* 1406, 163 (2014); arXiv:1404.3657[hep-th].
- [54] A. Borowiec, H. Kyono, J. Lukierski, J. Sakamoto, K. Yoshida, *Yang–Baxter sigma models and Lax pairs arising from κ -Poincaré r-matrices*, *JHEP* 1604, 079 (2016); arXiv:1510.03083[hep-th].
- [55] F. Dyson, *Is graviton detectable?* *Int. Journ. Mod. Phys. A* 28, 1330041 (2013).
- [56] J. Abedi, H. Arfaei *Obstruction of black hole singularity by quantum field theory effects*, *JHEP* 03135 (2016); arXiv:1506.05844[gr-qc].
- [57] J. Westerweck et al, *Low significance of evidence for black hole echoes in gravitational wave data*, *Phys. Rev. D* 97, 102003 (2018); arXiv:1712.09966[gr-qc].

NOMINACJE PROFESORSKIE W 2017 ROKU

- 24 I – Katarzyna Weron (Politechnika Wroclawska)
- 24 I – Małgorzata Lekka (Instytut Fizyki Jądrowej im. Henryka Niewodniczańskiego PAN w Krakowie)
- 8 III – Jerzy Dajka (Uniwersytet Śląski w Katowicach)
- 8 III – Maciej Kozak (Uniwersytet im. Adama Mickiewicza w Poznaniu)
- 8 III – Marek Lewitowicz (Grand Accélérateur National d’Ions Lourds Caen, Francja)
- 8 III – Ewa Popko (Politechnika Wroclawska)
- 8 III – Andrzej Wyszkołek (Uniwersytet Warszawski)
- 20 IV – Marcin Konczykowski (Narodowe Centrum Badań Naukowych, Francja)
- 20 IV – Tomasz Martyński (Politechnika Poznańska)
- 26 X – Adam Babiński (Uniwersytet Warszawski)
- 26 X – Joanna Trylska (Uniwersytet Warszawski)

Oscylacje samowzbudne w ogniach fotowoltaicznych, termoelektrycznych i paliwowych

Robert Alicki, Krzysztof Szczygalski

Zakład Metod Matematycznych Fizyki, Instytut Fizyki Teoretycznej i Astrofizyki, Wydział Matematyki, Fizyki i Informatyki, Uniwersytet Gdański

Streszczenie. Powszechnie znany opis funkcjonowania ogniów fotowoltaicznych, a także termoelektrycznych i paliwowych, jest w oczywisty sposób sprzeczny z podstawowymi zasadami fizyki. Przedstawimy tu w przystępny sposób nowe podejście, w którym fotoogniwo jest traktowane jako autonomiczny silnik cieplny, sprzężony z pompą elektronową. Rolę „tłoka” pełnią tu kolektywne oscylacje ładunków, odpowiadające plazmonom w przypadku złącza p-n lub fononom optycznym dla ogniów wykorzystujących materiały organiczne. Mechanizm ich funkcjonowania oparty o drgania samowzbudne i sprzężenie zwrotne zilustrujemy na przykładzie pompy wodnej zasilanej silnikiem parowym używanym w popularnej zabawce – „putt-putt boat”. Przedyskutujemy ostatnie wyniki eksperymentów dla materiałów organicznych zgodne z modelem oscylacji samowzbudnych. W podsumowaniu omówimy też zastosowania podobnych modeli dla innych układów fizycznych.

1. Wstęp

Według powszechnej wiedzy ogniwa fotowoltaiczne, termoelektryczne i paliwowe (w skrócie PTF od *photovoltaic*, *thermoelectric*, *fuel*) pozwalają w sposób **bezpośredni** przekształcać odpowiednio światło, ciepło lub energię chemiczną w użyteczną energię elektryczną w postaci prądu stałego. Słowo bezpośrednio oznacza tu, że w odróżnieniu od innych przetworników energii, takich jak silniki cieplne, elektryczne czy turbiny, nie posiadają one elementów ruchomych, a zatem również nie są opisane za pomocą cyklicznych operacji. Wszystkie trzy typy ogniów powstały prawie 200 lat temu, ale dopiero obecnie zyskały odpowiednie znaczenie jako czyste źródła energii, a bardziej precyzyjnie – jako źródła pracy. Oczywiście, obecnie największy boom przeżywają ogniwa fotowoltaiczne (ogniwa słoneczne, fotoogniwa) i na nich się też skupimy.

Pomimo tak długiej historii, opisy zasady działania fotoogniów, jakie można znaleźć w podręcznikach czy też w internecie, są w oczywisty sposób sprzeczne

z podstawowymi zasadami elektrodynamiki. Oto typowy przykład (źródło: Wikipedia):

Fotoogniwo jest zbudowane z półprzewodnika i tworzy złącze p-n, na które pada światło. Padające na złącze fotony o energii większej od szerokości przerwy energetycznej półprzewodnika powodują powstanie par elektron–dziura. Pole elektryczne wewnątrz półprzewodnika, związane z obecnością złącza p-n, przesuwa nośniki różnych rodzajów w różne strony. Elektrony trafiają do obszaru n, dziury do obszaru p. Rozdzielenie nośników ładunku w złączu powoduje powstanie na nim zewnętrznego napięcia elektrycznego. Ponieważ rozdzielone nośniki są nośnikami nadmiarowymi (mają nieskończony czas życia), a napięcie na złączu p-n jest stałe, oświetlone złącze działa jako ogniwo elektryczne, czyli takie, w którym źródłem prądu są reakcje chemiczne zachodzące między elektrodą a elektrolitem.

Jest rzeczą zdumiewającą, że do niedawna jedynym źródłem naukowym, w którym można było znaleźć krytykę takiego opisu działania fotoogniwa, była bardzo ceniona monografia [1]. Jak pisze Peter Würfel (tłumaczenie autorów):

Musi dziać się coś złego z nauczaniem fizyki, jeśli myślimy, że stały prąd elektryczny, płynący w zamkniętym obwodzie, może być generowany wyłącznie przez różnicę potencjału elektrycznego. Już samo słowo potencjał wskazuje, że ładunek elektryczny, poruszający się po krzywej zamkniętej, nie może zyskać energii.

Celem niniejszego artykułu jest przedstawienie w sposób przystępny idei i wyników otrzymanych w ostatnich latach przez autorów i ich współpracowników a dotyczących konsystentnej teorii PTF ze szczególnym uwzględnieniem fotoogniw. Źródła tego nowego podejścia były dwojakie. Po pierwsze, wyniki otrzymane w ramach kwantowej teorii układów otwartych przez jednego z autorów jeszcze w roku 1979 [2], wskazywały na to, że sama definicja pracy na poziomie mikroskopowym wymaga odejścia od modelu stacjonarnego i wprowadzenia zależnej od czasu dynamiki. Wiele lat później, traktując kolektywne, „makroskopowe” oscylacje plazmy na złączu p-n jako element periodyczny (odpowiadający ruchom tłoka w maszynach cieplnych), stworzono termodynamicznie konsystentny, dynamiczny kwantowy model fotoogniwa [3], uogólniony następnie na inne typy PTF [4, 5].

Po drugie, zupełnie niezależnie, Alejandro Jenkins opublikował artykuł przeglądowy pt. „Self-oscillations” [6], w którym pokazywał m.in., że wszystkie rodzaje silników cieplnych i różne typy turbin można opisać używając koncepcji *oscylacji samowzbudnych* (polski odpowiednik *self-oscillations*). Definiujemy je jako oscylacje układu podtrzymywane przez energię przekazywaną ze źródła do układu przy pomocy mechanizmu sprzężenia zwrotnego tak, że układ drgający sam dozuje sobie energię, która pokrywa straty.

2. Krytyka modelu elektrostatycznego

Jak wspomniano we wstępie, elektrostatyczny model fotoogniwa, opierający się jedynie na koncepcji nośników przyspieszanych polem potencjalnym, jest z punktu widzenia zasady zachowania energii zupełnie niespójny. Ogniwa fotowoltaiczne są bowiem układami fizycznymi, które generują stały prąd tak długo, jak długo oświetlane są zewnętrznym źródłem światła. Nośniki ładunku poruszają się zatem po krzywych

zamkniętych, co z założenia o *potencjalnym* charakterze pola sił, prowadzi do oczywistego wniosku, że całkowita praca wykonana przez taki układ musi wynosić 0.

Źródła energii w układach elektrycznych, takie jak kondensatory i baterie, generują prąd elektryczny w zewnętrznym obwodzie dzięki obecności niezerowej różnicy potencjałów, która na skutek przepływu ładunków, zmniejsza się w czasie, doprowadzając w końcu do zaniku samego prądu. Naładowany kondensator, umieszczony w przerwanym obwodzie elektrycznym, utrzymuje (w wyidealizowanym przypadku) różnicę potencjałów $V > 0$ między okładkami. Po zamknięciu obwodu ta różnica potencjałów powoduje przepływ elektronów przez obwód z okładki naładowanej ujemnie (z *nadmiarem* elektronów) do okładki naładowanej dodatnio (z *niedoborem*). Wytworzone pole elektryczne $\vec{E} = -\nabla V$ wykonuje, w przeliczeniu na 1 elektron, pracę

$$W = eV = e \int_{\gamma} \vec{E} \cdot d\vec{s}, \quad (1)$$

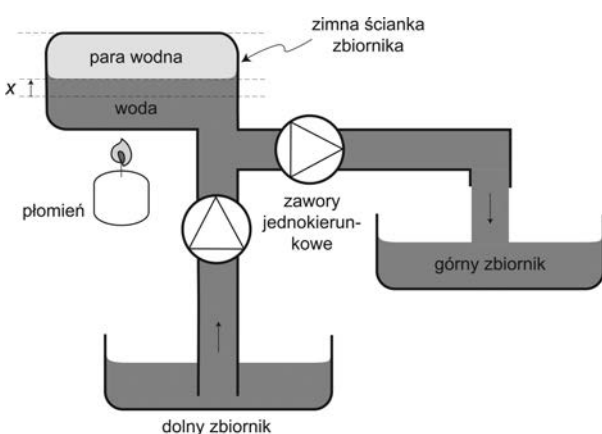
gdzie γ jest krzywą, po której porusza się elektron w zewnętrznym obwodzie. Oczywiście, mimo poruszania się w polu potencjalnym, układ jest w stanie generować niezerową całkowitą pracę, gdyż krzywa γ nie jest zamknięta (okładki są rozseparowane). Nieco inny mechanizm generowania prądu zaobserwować można w przypadku baterii, gdzie napięcie między okładkami (płytami) swój początek ma w różnicy potencjałów chemicznych, niemniej charakterystyka wytwarzanego prądu pozostaje niezmienną. Należy więc podkreślić, że mimo faktu generowania energii przez pole potencjalne, wzbudzony prąd nie może być stały, jak w przypadku fotoogniw, gdyż wraz z przepływem ładunków stopniowo zmniejsza się różnica potencjałów, która ten przepływ wywołuje. Oznacza to, że zasada działania fotoogniw, generujących stały prąd i mogących wykonywać dzięki niemu pracę, musi być diametralnie inna, niż zasada działania takich *stacjonarnych* źródeł energii, jak wspomniane baterie czy kondensatory. W istocie, fotoogniwa należy raczej opisywać jako *silniki cieplne*, operujące w obecności dwóch rezerwuarów, *gorącego* i *zimnego*, i które pośredniczą w procesie transportu ciepła między nimi, jednocześnie generując użyteczną pracę mechaniczną. W tym przypadku, gorącym rezerwuarem jest pole fotonowe padającego światła, zaś zimnym – pole fononów w sieci krystalicznej półprzewodnika; substancją roboczą silnika jest gaz prawie swobodnych elektronów w półprzewodniku, zaś użyteczna praca jest generowana dzięki mechanizmowi *drgań samowzbudnych* w złączu p-n (więcej szczegółów podano w sekcji 4).

3. Model pompy wodnej z silnikiem „putt-putt”

Aby w przystępny sposób opisać własności układów elektrycznych, często stosowaną praktyką jest odwoływanie się do przykładów z zakresu hydrodynamiki, tj. szukanie analogii między prądem elektrycznym oraz przepływem wody w najróżniejszych, nierzadko wymyślnych układach hydraulicznych. Jak pokazano w pracy [7], takowa analogia hydrodynamiczna może być również z powodzeniem stosowana do zobrazowania działania fotoogniwa. Wyobraźmy sobie bowiem układ *pompy wodnej*, składający się ze zbiornika – nazwijmy go *roboczym* – wypełnionego w części wodą i połączonego rurkami z dwoma dodatkowymi zbiornikami, górnym i dolnym (patrz rys. 3).

Obie rurki, łączące zbiornik roboczy ze zbiornikami górnym i dolnym, wyposażone są w jednokierunkowe zawory, zapobiegające cofaniu się wody i umożliwiające jej przepływ tylko w określonym kierunku. Źródłem energii w układzie jest płomień podgrzewający wodę w zbiorniku roboczym. Dzięki dostarczonemu przez niego ciepłu, w zbiorniku roboczym rośnie ciśnienie obecnej tam mieszaniny powietrza i pary wodnej (będącej tutaj *substancją roboczą*), które po pewnym czasie wypycha z niego wodę przez zawór łączący go ze zbiornikiem górnym. W wyniku tego, ciśnienie substancji roboczej spadnie, zaś woda ze zbiornika dolnego ulegnie zassaniu do zbiornika roboczego przez drugi z zaworów i cykl się powtórzy. Układ jest więc silnikiem cieplnym, połączonym z pompą, który będzie pompował wodę z dolnego do górnego zbiornika z wykorzystaniem energii dostarczanej przez płomień.

Oznaczmy przez x położenie lustra wody w zbiorniku roboczym (patrz rys. 3) tak, że $x = 0$ odpowiada



Rys. 1. Model pompy wodnej z silnikiem „putt-putt” transportującej wodę ze zbiornika dolnego do górnego przez układ zaworów jednokierunkowych (angielska nazwa pochodzi od wydawanego dźwięku)

położeniu równowagowemu. Dla niewielkich wychyleń z położenia równowagi, dynamikę zmiennej x opisuje równanie Newtona

$$\ddot{x} + \gamma\dot{x} + \omega^2 x = A(N_0 - N), \quad A > 0, \quad (2)$$

gdzie ω jest częstością drgań, będących konsekwencją prawa Boyle’a–Mariotte’a, γ jest współczynnikiem tłumienia, a prawa strona opisuje siłę wynikającą z dodatkowego ciśnienia pary wodnej powyżej wartości równowagowej (N oznacza chwilową liczbę moli pary wodnej, N_0 odpowiada stanowi równowagi). Zmiany N w czasie opisuje równanie kinetyczne

$$\dot{N} = -\Gamma(x)N + B(x), \quad (3)$$

gdzie $\Gamma(x)$ i $B(x)$ są szybkościami odpowiednio skraplania i parowania. Zależność tych szybkości od x wprowadza mechanizm sprzężenia zwrotnego.

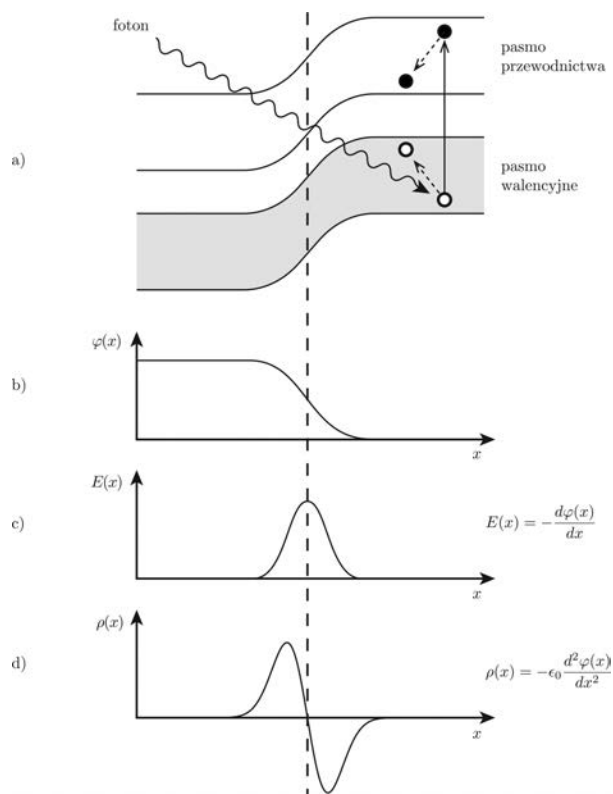
Analiza stabilności układu równań (2), (3) pokazuje, że jeśli współczynnik sprzężenia zwrotnego, wyrażony przez pochodne Γ i B

$$f = A\omega^{-2}[B'(0) - N_0\Gamma'(0)], \quad (4)$$

jest większy niż γ , w układzie zaobserwujemy drgania samowzbudne. Układ będzie wykazywał tendencję do samoczynnego podtrzymywania oscylacji a całkowita praca, uzyskana podczas pojedynczego cyklu, będzie dodatnia i układ stanie się silnikiem cieplnym. Rzeczywiście, z dobrym przybliżeniem można przyjąć, że szybkość parowania nie zależy od x ($B'(0) = 0$) a szybkość skraplania maleje ze wzrostem x ($\Gamma'(0) < 0$), ponieważ zmniejsza się powierzchnia kontaktu pary z zimnymi ściankami zbiornika roboczego, co daje konieczne dodatnie sprzężenie zwrotne.

4. Fotoogniwo jako pompa zasilana silnikiem cieplnym

Pokażemy teraz, że działanie fotoogniwa, wykorzystującego złącze p-n, można opisać analogicznie do układu silnika cieplnego i pompy wodnej z poprzedniego rozdziału. Złącze p-n odpowiada granicy gaz-ciecz w tamtym modelu, a oscylacje powierzchni granicznej zastępujemy oscylacjami plazmy na złączu. Rysunek 4 pokazuje zmiany położenia pasma walencyjnego i pasma przewodnictwa, skok potencjału elektrostatycznego, wynikający z powstania warstwy podwójnej ładunku, a także pole elektryczne w pobliżu złącza. Taki rozkład ładunku opisuje stan równowagi osiągany, gdy część elektronów przepływa z materiału typu n do materiału typu p, pozostawiając nieskompensowane ładunki dodatnie, aż do momentu, gdy ruch ten zostanie powstrzymany przez wytworzony gradient potencjału elektrycznego.



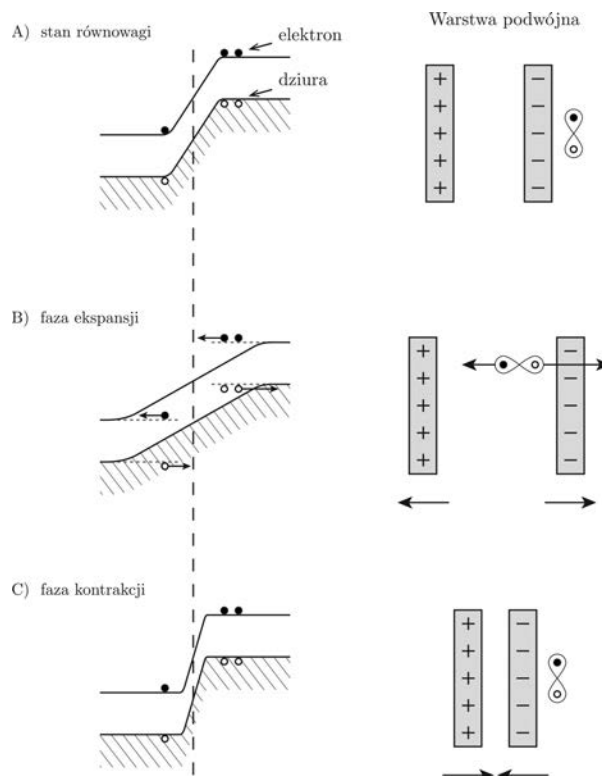
Rys. 2. Schemat złącza p-n w stanie równowagi: a) struktura pasm, kreacja pary elektron-dziura i jej relaksacja; wykresy obrazujące: b) potencjał elektrostatyczny, c) pole elektryczne i d) rozkład ładunku elektrycznego na złączu

Stan równowagi można zaburzyć, wytwarzając kolektywne oscylacje rozkładu ładunku, a dokładniej – oscylacje odległości x pomiędzy warstwami przeciwnych ładunków. Częstość tych oscylacji to *częstość plazmowa* dana wzorem

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_* \epsilon}}, \quad (5)$$

gdzie n_e jest gęstością elektronów w paśmie przewodnictwa, m_* ich masą efektywną, a ϵ to stała dielektryczna materiału.

Padający foton, o energii wyższej niż przerwa energetyczna, w materiale typu p (absorberze) produkuje parę elektron-dziura. Pary te, znajdujące się w pobliżu złącza, oddziałują z ładunkami warstwy podwójnej, co daje efekt podobny do ciśnienia pary wodnej na powierzchnię wody w modelu „putt-putt”. To dodatkowe „ciśnienie” modyfikuje odległość między warstwami x tak, że jej zmiany w czasie można w przybliżeniu opisać równaniem (2). Z kolei kinetyka kreacji i rekombinacji par elektron-dziura jest opisywana równaniem analogicznym do (3). Przyjmując powyższą analogię, przerwę energetyczną w półprzewodniku można porównać z *ciepłem utajonym* parowania na jedną molekułę wody.



Rys. 3. Mechanizm separacji ładunku przez oscylacje warstwy podwójnej: A) stan równowagi, B) faza ekspansji i pojawienie się sił separujących ładunki, C) faza kontrakcji

Pojawia się również analogiczny mechanizm sprzężenia zwrotnego. Rosnąca odległość między warstwami ładunku powoduje, że coraz więcej par elektron-dziura znajduje się pomiędzy warstwami i podlega działaniu separującej siły elektrycznej. Zmniejsza to prawdopodobieństwo rekombinacji pary (dodatnie sprzężenie zwrotne). Jednocześnie, siły separujące ładunki (rys. 4), usuwają elektrony i dziury z otoczenia złącza, zwiększając prawdopodobieństwo absorpcji następnych fotonów (także dodatnie sprzężenie zwrotne).

Istotnym pytaniem jest: *Jaką temperaturę można przypisać światłu zasilającemu fotoogniwo?* Stacjonarny strumień fotonów (również strumień światła słonecznego) nie jest układem w równowadze termodynamicznej i nie można go opisać jedną temperaturą, ale można określić liczbę fotonów na mod $n(\omega)$, zależną od częstości ω . Z kolei, znając $n(\omega)$, można zdefiniować zależną od częstości *efektywną temperaturę* $T(\omega)$, spełniającą uogólniony *warunek równowagi szczegółowej* [3]

$$\frac{n(\omega)}{n(\omega) + 1} = \exp \left\{ -\frac{\hbar \omega}{k_B T(\omega)} \right\}. \quad (6)$$

Dla fotoogniwa częstość związana z kreacją i rekombinacją par elektron–dziura, odpowiada przerwie energetycznej w materiale, co dla krzemu i dla standardowego światła słonecznego daje temperaturę gorącego rezerwuaru równą ok. 1000 K, znacznie wyższą niż typowa temperatura otoczenia –300 K. Stosując ograniczenie Carnota na maksymalną wydajność maszyny cieplnej i uwzględniając fakt, że fotony o energii niższej niż przerwa energetyczna są bezużyteczne, dostaniemy dokładnie tę samą maksymalną wydajność ogniwa słonecznego, jaką otrzymali Shockley i Queisser [8], używając znacznie bardziej złożonego rozumowania.

5. Wyniki eksperymentalne

Przedstawiliśmy powyżej model fotoogniwa, w którym aktywnym elementem pełniącym rolę tłoka są kolektywne oscylacje ładunków elektrycznych, tworzących warstwę podwójną na granicy dwóch materiałów. Model ten przewiduje następujące efekty, które powinny być potwierdzone doświadczalnie:

- A) Dynamika procesu separacji ładunków powinna zawierać periodyczną składową o częstości oscylacji samowzbudnych warstwy podwójnej.
- B) Zewnętrzne pole elektromagnetyczne o tej samej częstości powinno stymulować oscylacje „tłoka”, zwiększając natężenie wytwarzanego prądu.
- C) Oscylująca warstwa podwójna powinna emitować promieniowanie elektromagnetyczne o odpowiedniej częstości.

W przypadku fotoogniw, opartych na półprzewodnikowych złączach p-n, można powiedzieć, że jedynie efekt C) był pośrednio potwierdzony. W eksperymentach opisanych w pracach [9,10] wzbudzano impulsem laserowym oscylacje plazmowe na złączu p-n i obserwowano emitowane promieniowanie elektromagnetyczne o częstościach w obszarze THz. W nowszej pracy [12] wzbudzano emisję promieniowania terahercowego w komercyjnym ogniwie fotowoltaicznym traktując to jako metodę badania jego efektywności. Autorzy tych prac nie łączyli jednak oscylacji plazmy z zasadą działania fotoogniwa. Wyjątkiem jest tu niedawno opublikowana praca [13], gdzie sugeruje się związek emisji THz z mechanizmem separacji ładunku i efektem fotowoltaicznym w perowskitach. Co istotne, oscylacje plazmy obserwowano tu przy stosunkowo małych natężeniach światła porównywalnych z naturalnym promieniowaniem Słońca, a więc nie można ich traktować jako uboczny efekt wzbudzenia silnym impulsem laserowym.

W ostatnich latach dokonano ogromnego postępu, nie tylko w technologii, ale także w badaniach podsta-

wowych dotyczących zjawisk fotowoltaicznych w materiałach organicznych. W ramach przedstawionego w tej pracy modelu zasada działania takiego fotoogniwa nie różni się istotnie od przypadku złącza p-n. Zamiast półprzewodnika typu p, mamy najczęściej polimer zwany donorem, w którym zachodzi absorpcja fotonu i powstaje *ekscyton*, czyli związana elektrostatycznie para elektron–dziura. Na granicy obu materiałów – donora i akceptora (odpowiednika materiału typu n i zawierającego zwykle fulereny) – powstaje warstwa podwójna i skok potencjału. Oscylacje warstwy podwójnej odpowiadają oscylacjom plazmy dla złącza p-n. Jednak w tym przypadku nośniki ładunku elektrycznego są mocniej związane niż w półprzewodnikach i ich kolektywne drgania opisujemy raczej jako zlokalizowane wokół złącza fonony optyczne o częstościach w zakresie podczerwieni. Podobnie jak w przypadku fotoogniw półprzewodnikowych, drgania samowzbudne na złączu, zasilane energią pochłanianych fotonów, „rozrywają” ekscytony i „pompują” tak powstałe polarony (kwazi-cząstki – efekt oddziaływania elektronu lub dziury z fononami) w kierunku odpowiednich elektrod.

W ostatnich latach, w kilku laboratoriach badano dynamikę procesów separacji ładunku dla heterozłączy organicznych wzbudzanych impulsem laserowym [11]. Ruch ekscytonu, a następnie pary polaronów można śledzić wykorzystując metody spektroskopowe, gdyż pole elektryczne wytwarzane przez ekscyton/polaron modyfikuje własności optyczne sąsiednich molekuł. Okazało się, że proces dysocjacji ekscytonu na dwa polarony zawiera składową oscylującą, zwykle złożoną z kilku częstości, odpowiadających specyficznym fononom optycznym w polimerach donora (efekt A). W innych eksperymentach [14] wykazano, że fotoprąd, płynący przez heterozłącze, jest wzmacniany przez rezonansowe promieniowanie podczerwone o częstościach dopasowanych do tych fononów (efekt B). Trzeba dodać, że autorzy tych prac traktowali obserwowane efekty jako specyficzne dla materiałów organicznych *wzmocnienie* procesów separacji ładunku, a nie jako przejaw fundamentalnego mechanizmu efektu fotowoltaicznego.

6. Podsumowanie

Naszkicowana w tej pracy teoria działania ogniwa fotowoltaicznego eliminuje ich obraz jako pasywnych, cichych i niezawierających elementów ruchomych urządzeń. Tak jak inne maszyny cieplne, posiadają one swoje „ruchome tłoki, zawory i koła zamachowe”. Wytwarzają też „hałas”, ale nie w postaci fal akustycznych, tylko elektromagnetycznych o submilimetrowych dłu-

gościach. W zwykłych makroskopowych silnikach zewnętrzna ingerencja (np. obrót koła zamachowego) może je zmusić do działania, tu również rezonansowe zewnętrzne pole elektromagnetyczne wywołuje dodatkowy przepływ prądu. Efekty te zostały częściowo potwierdzone w eksperymentach, jednak w interpretacji ich autorów stanowiły one tylko interesujące uzupełnienie standardowego modelu fotoogniwa. Potrzebne są więc dalsze, bardziej ukierunkowane eksperymenty, przeprowadzone dla wszystkich rodzajów fotoogniwa.

Jak wspominaliśmy, mechanizm oscylacji samowzbudnych można zastosować również do opisu generatorów termoelektrycznych i ogni paliwowych. Dla tych ostatnich, kolektywne oscylacje warstwy podwójnej ładunków, muszą pojawić się na granicy elektroda–elektrolit. Oscylacje tego typu są słabo zbadane, chociaż pierwsze fotoogniwo Becquerela wykorzystywało właśnie taki układ [15]. Inny typ warstwy podwójnej, który może być podstawą działania maszyn biologicznych, to membrana komórkowa. Tu również drgania samowzbudne powinny opisywać wytwarzanie użytecznej energii (pracy) z energii światła (fotosynteza) lub energii chemicznej (metabolizm).

Literatura

- [1] P. Würfel, *Physics of Solar Cells*, 2nd ed., Weinheim: Wiley-VCH, 2009.
- [2] R. Alicki, *The quantum open system as a model of the heat engine*, J. Phys. A 12 (1979), L103.
- [3] R. Alicki, D. Gelbwaser-Klimovsky, K. Szczygielski, *Solar cell as self-oscillating heat engine*, J. Phys. A: Math. Theor. 49 (2016), 015002.
- [4] R. Alicki, *Thermoelectric generators as self-oscillating heat engines*, J. Phys. A: Math. Theor. 49 (2016), 085001.
- [5] R. Alicki, *Unified quantum model of work generation in thermoelectric generators, solar and fuel cells*, Entropy 18 (2016), 210.
- [6] A. Jenkins, *Self-oscillation*, Phys. Rep. 525 (2013), 167.
- [7] R. Alicki, D. Gelbwaser-Klimovsky, A. Jenkins, *A thermodynamic cycle for the solar cell*, Ann. Phys. 378 (2017), 71–87.
- [8] W. Shockley, H. J. Queisser, *Detailed Balance Limit of Efficiency of p-n Junction Solar Cells*, J. Appl. Phys. 32 (1961), 510–519.
- [9] W. Sha, A. L. Smirl, W. F. Tseng, *Coherent Plasma Oscillations in Bulk Semiconductors*, Phys. Rev. Lett. 74 (1995), 4273–4276.
- [10] R. Kersting i in., *Few-Cycle THz Emission from Cold Plasma Oscillations*, Phys. Rev. Lett. 79 (1997), 3038–3041.
- [11] A. De Sio i in., *Tracking the coherent generation of polaron pairs in conjugated polymers*, Nat. Commun. 7 (2016), 13742.
- [12] H. Nakanishi i in., *Imaging of a polycrystalline silicon solar cell using a laser terahertz emission microscope*, Appl. Phys. Express 5, 112301 (2012), <https://doi.org/10.1143/APEX.5.112301>.
- [13] B. Guzelturk i in., *Terahertz emission from hybrid perovskites driven by ultrafast charge separation and strong electron-phonon coupling*, Adv. Mater. 30, 1704737 (2018), <https://doi.org/10.1002/adma.201704737>.
- [14] A. Bakulin i in., *Mode-selective vibrational modulation of charge transport in organic electronic devices*, Nat. Commun. 6 (2015), 7880.
- [15] A.-E. Becquerel, *Mémoire sur les effets électriques produits sous l'influence des rayons solaires*, C. R. Acad. Sci. 9 (1839), 561–567.

Moje drogi do serca

Zbigniew Nawrat

Fundacja Rozwoju Kardiochirurgii im prof. Zbigniewa Religi w Zabrze oraz Katedra i Zakład Biofizyki Śląski Uniwersytet Medyczny w Katowicach

Streszczenie. Praca przedstawia subiektywną historię powstania polskich protez serca i robotów chirurgicznych Robin Heart przedstawiona przez autora, który był tej historii „fizycznym elementem”, czasem inspiratorem, czasem ukrytym w białym kitlu pracownikiem klinicznym ale zawsze naukowcem próbującym rozstrzygnąć wszystkie wątpliwości w laboratorium.

Bo to co naprawdę wielkie robimy z ciekawości

*To co naprawdę ważne – z potrzeby pomocy
drugiemu człowiekowi*

1. Wprowadzenie

Fizyka jest dla mnie sposobem patrzenia na świat. Wymaga zadziwienia, zachwytu i potrzeby opisu, by móc dzielić się z innymi swoimi wrażeniami. Fizyka od artysty różni jedynie warsztat, język opisu i ... odpowiedzialność. I potrzeba zrozumienia. Wśród wszystkich światów największą zagadką i wyzwaniem jest człowiek. I tu też nasza odpowiedzialność wobec cierpienia bliźniego ma wymiar walki o poszukiwanie rozwiązań najlepszych (czyli odpowiednich), najtańszych (czyli powszechnych) i najszybszych (by zdążyć przed nieuniknionym).

Jestem fizykiem teoretykiem. Studiowałem w latach przełomowych dla Polski, gdy musieliśmy własnymi postawami świadczyć o potrzebie wolności. Studiowałem w czasach przełomowych dla fizyki – która zaczynała tracić pierwszeństwo wśród nauk na rzecz biologii, która rozkwitła w dojrzałą naukę dzięki zastosowaniu narzędzi podarowanych im przez... fizyków. Wielka unifikacja okazała się nie tak wielka, próba opisanie świata nie tak prosta. Brakował nam wtedy piękna i fizyce i ... w Polsce.

Już w szkolnych latach zafascynowany lekturami znakomitych fizyków i popularyzatorów nauki zapragnąłem pracować na pograniczy nauk ścisłych i medycyny. By sens był boleśnie istotny każdego dnia. Stąd,

co było najbardziej naturalne, jako absolwent Uniwersytetu Śląskiego skierowałem kroki do Katedry Biofizyki Śląskiej Akademii Medycznej. Choć przez sześć lat pracy ciągle znakomicie się zapowiadałem (głównie ucząc studentów, od czasu do czasu modelując problemy membranowe [1]), gdy nadarzyła się okazja przeszedłem do zespołu ówczesznie docenta Zbigniewa Religi, który niespełna rok wcześniej wykonał w moim rodzimym Zabrzu pierwszą udaną transplantację serca.

Zaczęła się moja droga do serca.

2. Profesor Zbigniew Religa

Medycyna Zbigniewa Religi to był obszar inteligentnej, nie przebiegającej w środkach, walki o pacjenta. Wśród wielu zawiązywanych aliansów politycznych, ekonomicznych i medycznych najciekawsze pewnie były związki między dyscyplinami nauk ścisłych a medycyną. Pewnie niewielu z moich kolegów fizyków zdarzyło się pracować pod bezpośrednim dyktandem pacjenta – znaliśmy ich imiona, rodziny, losy i prof. Z. Religa nie dawał nam złudzeń, że ich los zależy od efektów naszej pracy nad sztucznym sercem.

Pierwsze skuteczne zastosowanie sztucznego serca na świecie odbyło się w USA w 1982 (Jarvik Total Artifi-

cial Heart). Po kilku latach stosowania ich u pacjentów dla których nie istniała alternatywna metoda ratunku zmieniono paradygmat i po raz pierwszy – skutecznie w 1985 r. – zastosowano pneumatycznie zasilane serce (pompę membranową) dla pacjenta oczekującego na transplantację serca. Jakimż wizjonerem musiał być prof. Religa, gdy po udanej transplantacji serca stwierdził w 1986 r., że rozpoczniemy w Polsce produkcję sztucznego serca. Zadanie to prowadził skromny zespół składający się z Romana Kustosza (elektronika aparatury medycznej) i Zbigniewa Nawrata (fizyka).

Zakreślona przez prof. Religę ścieżka dojścia do sukcesu zawsze budziła mój podziw przez zręczne wykorzystanie sprzyjających sytuacji i konsekwencję, rozsądku i odwagi, nauki i emocji. Uczyliśmy się szybko od naszych bratnich moskiewskich i brneńskich bardziej doświadczonych grup badawczych. Profesor ściągał na ratunek stamtąd serca, a my uczyliśmy się ich stosować.

Kalendarium

1985 – Pierwsza udana transplantacja serca – Z. Religa.

1986 – Pierwsza implantacja mechanicznego wspomaganie serca BRNO LVAD – Z. Religa +, J. Vasku z Univ. Brno (Czechy).

1987 – Pierwsza implantacja sztucznego serca BRNO TAH VII – Z. Religa +, J. Vasku z Uniw. Brno (Czechy).

1987 – Pierwsza implantacja mechanicznego wspomaganie serca TAH POISK – Z. Religa +, W. Szumakow z Instytutu Transplantologii w Moskwie.

1987 – Pierwsza ksenotransplantacja serca – Z. Religa.

1987 – Pierwsza transplantacja serca i płuc – Z. Religa.

1991 – Pierwsze wspomaganie serca z sukcesem Berlin Heart – Z. Religa, Z. Nawrat.

1993 – Pierwsza implantacja mechanicznego wspomaganie serca POLVAD; Zabrze – Z. Religa, R. Kustosz i Z. Nawrat.

1997 – Pierwsza implantacja sztucznego serca POLTAH – Z. Religa.

2000 – Start projektu robota kardiochirurgicznego Robin Heart – Z. Religa i Z. Nawrat.

2008/2009 – Eksperymentalne operacje robotami Robin Heart na zwierzętach – Z. Nawrat z zespołem.

2019 – Pierwsze planowane wdrożenie kliniczne – robot Robin Heart PortVisionAble.

W 1991 r. prof. Z. Religa założył Fundację Rozwoju Kardiochirurgii (FRK) w Zabrzu. Kierował nią od początku dr Jan Sarna. Głównym celem powstania fundacji była organizacja i zabezpieczenie finansowe oraz organizacyjne działania Ośrodka Badawczo-wdrożeniowego: pierwszego w Polsce, niepaństwowego, centrum badawczego, w którym powstawały



Ryc. 1. Pacjent Tomasz G. w 1993 r.

materiały i urządzenia służące do sprawnego leczenia pacjentów z chorym sercem. Ośrodkiem Badawczo-wdrożeniowym później przemianowanym na Instytut Protez Serca (IPS) kierował prof. Zbigniew Religa, a po jego powrocie do Warszawy, jego długoletni zastępca – Zbigniew Nawrat.

3. Postępy i podstępny fizyka wśród medyków

Spędziłem tysiące godzin wśród pacjentów, nadzorując różnego typu mechaniczne wspomaganie krążenia lub wdrażając już nasze polskie rozwiązania techniczne. Jak udowodnić, że ciągle byłem fizykiem?

Najlepiej dowodzi, że jednak metodami naukowymi próbowaliśmy osiągnąć cel, różnorodność powstałego warsztatu naukowego. Szczególnie w pierwszych latach zaprojektowałem i wdrożyłem kilkanaście specjalizowanych testerów protez serca. Pewnie najciekawsze – anemometr laserowy oraz stanowisko do wizualizacji laserowej przepływu skonstruował ściągnięty do FRK w tym celu mój kolega ze studiów – Zbigniew Małota. Również podejmując wyzwanie dotyczące realizacji robota kardiochirurgicznego postąpiłem jak fizyk – najpierw próbując poznać i opisać, na tyle na ile dało się ściśle, technikę operacji a następnie poprzez budowę modeli i ich testy, dążyć do doskonałości.

Profesor Religa miał niezwykłą wśród lekarzy umiejętność budowania zespołu multidyscyplinarnego i właściwej komunikacji, współpracy. Oraz delegacji odpowiednich kompetencji wraz z odpowiedzialnością. Jako pierwszy fizyk od razu podjąłem się zadania projektowania protez oraz budowania warsztatu badawczego, który umożliwi podejmowanie właściwych decyzji, wyborów na podstawie symulacji warunków pracy badanego modelu zbliżonych do naturalnych. Trzeba pamiętać, że w latach 1988–1993 systemy komputerowego wspierania projektowania nie były tak rozwinięte jak dzisiaj, a metody symulacji komputerowych powoli przebijały się w świadomości... O tym jak nasza uwaga była zorientowana na innowacyjne metody niech świadczy, że w końcu zostaliśmy pionierami: i w dziedzinie symulacji komputerowych operacji [2], i stosowania technologii przestrzeni wirtualnej do planowania zabiegów.

Ale powracając do początków – rola fizycznych metod testowania odegrała decydującą rolę w podejmowaniu wszystkich wyborów konstruktora oraz w ocenie czy proteza nadaje się do zastosowania klinicznego. Tworzyliśmy przecież protezy mechaniczne. Sztuczne serce powstało metodą wielokrotnego kompromisu pomiędzy możliwościami technologicznymi (elementy poliuretanowe wykonywane techniką wtrysku i pokrywania warstwowego) a wymaganiami fizjologicznymi i ideą doskonałej protezy nienarządzającej składników morfotycznych krwi podczas pracy. Dynamika i trwałość płatków zastawki serca zależy od rozkładu sił w różnych jej częściach. Narzędzie robota w dostępnej przestrzeni musi zmierzyć się tkanką. Tu i tu sukces zależy od odpowiednich warunków fizycznych i geometrycznych, które warunkują sukces biologiczny.

Każde z podejmowanych zadań miało swoją specyfikę ale generalnie podejmowaliśmy decyzję dotyczące geometrii układu, materiału i konstrukcji oraz funkcjonowania (działania). W zakresie geometrii istota problemu polegała na odwzorowaniu anatomicznych warunków przestrzennych implantacji czy działania narzędzia. Stosowany materiał i konstrukcja decydowała o funkcjonalności, bezpieczeństwie i trwałości wybranego rozwiązania.

3.1. Serce. Sztuczne serce [3,4] (ryc. 2). Najpierw geometria. W zakresie projektowania sztucznego serca, we wstępnej fazie, wykonaliśmy szereg badań na zwłokach z drewnianym modelem sztucznego serca. Istniała możliwość przesunięcia konektorów wejściowych i wyjściowych, które musiały pod odpowiednim kątem być połączone z pozostałością po przedścionkach serca oraz tętnic głównych: aorty i tę-

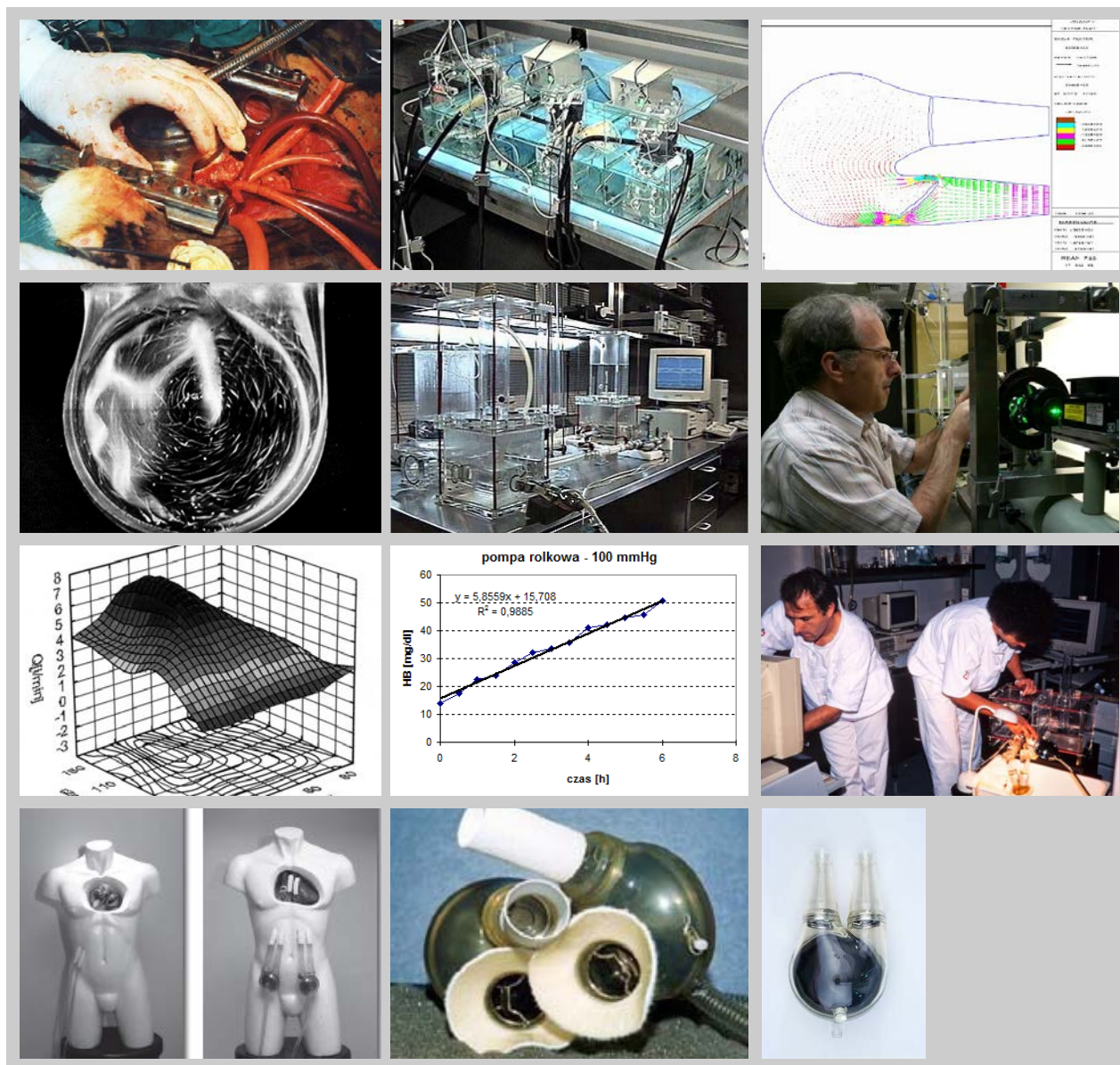
nicy płucnej. Założyliśmy, że objętość wyrzutowa naszego serca musi odpowiadać tej, która charakteryzuje serce przeciętnego dorosłego Polaka – czyli 80 ml. Nałożone warunki technologiczne, by membrana naszej pompy krwi sterowanej i napędzanej pneumatycznie była wycinkiem sfery, dało kształt całej komory.

Potem inż. Bogdan Stolarzewicz wykonał pleksiglasowe sztuczne komory, które pozwoliły nam testować, optymalizować ustawienie zastawek serca – jednokierunkowych zaworów hydraulicznych – od których zależała efektywność pracy serca oraz sposób przepływu wewnątrz komory mający bezpośredni wpływ na bezpieczeństwo krwi. Zgodnie z naszą ówczesną wiedzą musieliśmy zagwarantować, że składniki morfotyczne krwi podczas przepływu wewnątrz komory poddawane są odpowiednim naprężeniom ścinania (ani za małym ani za dużym). Także zmniejszaliśmy geometrycznie do minimum obszar martwy komory czyli objętość krwi nie usuwaną z komory podczas jednego rzutu. Gdybyśmy źle ocenili te zagrożenia (wykrzepiania, hemolizy) pompa byłaby dobra na dzień lub dwa a nie na wiele miesięcy działania w układzie krążenia pacjenta.

Komory wspomaganie serca znajdują się na zewnątrz ciała pacjenta co dało mi okazję na stworzenie oryginalnego kształtu o niesymetrycznej geometrii. Dzięki przyjęciu odpowiednich rozwiązań geometrycznych zmniejszyliśmy ryzyko wykrzepiania w obszarze międzykonektorowym.

Materiał – poliuretan – specjalnie dla nas przygotowywano w firmie produkującej w Polsce w owym czasie m.in. taśmy magnetofonowe, a oczyszczania i modyfikacji podjął się zespół Instytutu Biocybernetyki i Inżynierii Biomedycznej PAN w Warszawie. Produkcji komór POLVAD i POLTAH podjęła się firma rodzinna założona przez Bogdana Stolarzewicza w Żywcu, współpracująca w zakresie dystrybucji i serwisu z FRK IntraCordis z Zabrze.

Do testów laboratoryjnych zbudowaliśmy kilka stanowisk opartych na modelowaniu układu krążenia. Założyłem, że z praktycznego punktu widzenia wystarczy osiągnąć porównywalne z naturalnymi warunkami na wejściu (wypełnienie) i wyjściu (obciążenie) badanej pompy. Układ był zatem scharakteryzowany punktowo poprzez odpowiednie ustawienia parametrów modelu rezystancyjno-podatnościowego (części systemowej i płucnej układu krążenia człowieka). Zaprojektowałem specjalnie elektrycznie sterowane rezystory hydrauliczne płucne i systemowe, a całe stanowisko było sterowane komputerowo, co w latach 90tych było dużym sukcesem. Podatność czyli gromadzenie energii potencjalnej, była realizowana w dziesiętnasto-wiecznym modelu Windkessel, czyli przez zamknięcie



Ryc. 2. Badania wykonywane w Pracowni Biocybernetyki FRK. Badania in vivo i in vitro hemolizy pomp. Symulacja komputerowa przepływu przez komorę POLVAD oraz laserowa wizualizacja POLVAD. Model fizyczny układu krążenia tzw. sztuczny pacjent oraz anemometr laserowy z konstruktorem – Z. Małota. Wybrane wyniki badań. Porównanie sztuczne serce POLTAH i komory wspomaganie serca POLVAD

odpowiedniej objętości poduszki powietrznej w zbiorniku nad przepływającą cieczą.

By określić warunki przepływu wewnątrz komór Zbigniew Małota, fizyk, który obecnie kieruje Pracownią Biocybernetyki, zbudował anemometr laserowy oraz stanowisko do wizualizacji laserowej przepływu. Gęstość i lepkość dobieraliśmy przez odpowiednie stężenie gliceryny w wodzie. Światło lasera rozpraszane było warstwa po warstwie (skanowanie), na drobnych, o średnicy rzędu milimetra, kuleczkach poliestrowych w płynącej mieszaninie. Do analizy przepływu stworzyłem specjalną metodykę – tzw. analizę funkcjonalną (FAN analysis – nagrodzona przez ASAIO w 1997 r.) – opartą na analizie rzutów

wektorów na kierunki wzdłuż ściany (ocena przepływu) oraz na kierunki wlotu i wyloty (ocena pompy).

Do testów długoterminowych zaprojektowałem prostsze testery. Po wielomiesięcznych badaniach wykonaliśmy serię eksperymentów na zwierzętach – zarówno sztucznego serca jak i komór wspomaganie serca.

Stanowisko „sztucznego pacjenta” posłużyło do ustawienia algorytmów optymalnego postępowania w różnych stanach (patologii) układu krążenia pacjenta. Operator sterownika sztucznego serca posiada możliwość ustalenia odpowiednich nastaw ciśnienia tłoczenia i ssania (w przewodzie pneumatycznym po-

łączonym z komorami sztucznego serca) oraz odpowiednich warunków czasowych: częstotliwości i czasu tłoczenia w cyklu. Gdy wspomagane jest serce układ może działać synchronicznie do pracy serca sterowany załamkiem EKG.

Komory POLVAD trafiły do kliniki w 1993 r. tzn. po dwóch latach (sic!) i po raz pierwszy były stosowane u Tomka Gruszczyńskiego uratowanego w 1991 r. za pomocą pomp Berlin Heart. Nigdy już nie udało nam się odtworzyć takiego tempa prac i takiego sukcesu. Ratowały ponad 340 pacjentów, najdłuższe wspomaganie serca z sukcesem dla regeneracji – prawie dwa lata. Dopiero w 2019 r. komory Polvad zostaną zastąpione nowej generacji pompami Religa Heart. W ramach Narodowego Programu Polskie Sztuczne Serce opracowano nowe typy pomp. Pompy wirowe Religa-Heart ROT są testowane w tym roku na zwierzętach. Pełny typoszereg pomp membranowych sterowanych i zasilanych pneumatycznie będzie obejmował Religa-Heart EXT 80 ml, ReligaHeart PED 45 o objętości wyrzutowej 45 ml (przeznaczonej dla dzieci w wieku od 9 do 14 lat), ReligaHeart PED 30 o objętości wyrzutowej 30 ml (dla dzieci w wieku ok. 4–10 lat) oraz najmniejszą protezę ReligaHeart PED 20 o objętości 20 ml dla dzieci w wieku od pół roku. Pompy pulsacyjne towarzyszące sercu powinny mieć objętość podobną do wspomaganego serca.

3.2. Zastawki. Protezy zastawek serca [5] (ryc. 3). Nie zawsze trzeba wymieniać całe serce. Jeśli przyczyną dysfunkcji serca są źle działające zastawki można naprawić lub wymienić tylko zastawki serca (one nadzorują kierunek przepływu przez serce). Kolejne zadania związane z tworzeniem protez serca z kolei wiązały się z pogłębioną znajomością fizjologii i anatomii. Pierwszym zadaniem była zastawka płucna i aortalna. Profesor Religa wierzył, że najlepszym materiałem jest materiał ludzki, więc jeśli można go odzyskać od umarłych – należy przywrócić szansę żywym.

Płatki zastawek naturalnych są wycinkiem sfery więc dosyć łatwo na podstawie pomiarów wykonałem model oprawy syntetycznej w kształcie korony z trzema wierzchołkami. Wykonany przez Bogdana Stolarzewicza stent delrinowy był obszyty tkaniną, do której przyszywana była zastawka pozyskiwana od dawców serca (tych serc, które nie można było wykorzystać do transplantacji serca oczywiście) lub serc świńskich. Podjęliśmy również wyzwanie wykonania zastawek poliuretanowych. Znajdą one zastosowanie do komór wspomaganie serca. Pracownia Sztucznego Serca IPS opracował później również serię zastawek mechanicznych z dyskami z tworzywa sztucznego lub dyskami ceramicznymi do stosowa-

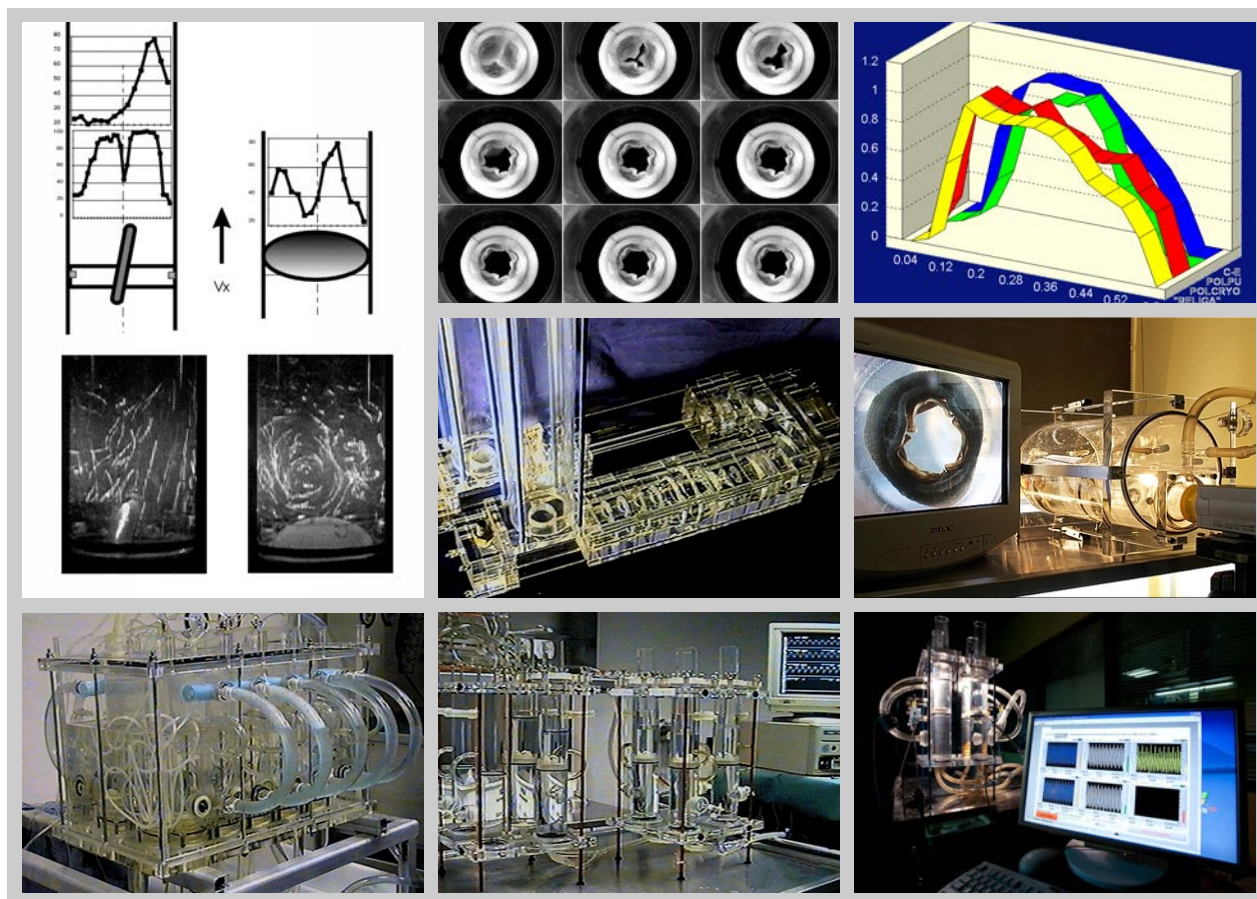
nia w komorach wspomaganie serca marki Religa Heart.

Wykonałem wiele mniej lub bardziej skomplikowanych testerów, których stosowanie weryfikowało wykonane modele zastawek. Także do utrwalania chemicznego tkanek, badań kwalifikacyjnych czy długoterminowych.

Trudniejszym zadaniem była zastawka mitralna. Profesor Religa marzył o zastawce specjalizowanej do wszywania w pozycje na włocie komory lewej serca ponieważ – zresztą do dzisiaj – nie ma na rynku takiej, która odpowiadałaby kształtem i funkcją tej dwupłatkowej zastawki serca. Zastawka mitralna jest zupełnie inna niż aortalna. O ile zastawka aortalna ma kształt kieszonek, które po wypełnieniu opierając się o siebie blokują przepływ, o tyle zastawka mitralna to dwa duże płatki zawieszony – jak żagle – na dużej liczbie nici ścięgnistych mocowanych do ściany komory serca. Jeśli weźmiemy pod uwagę, że ściana serca porusza się podczas kolejnych faz pracy serca a obciążenia na zastawkach są rzędu 10 N to mamy szereg ważnych problemów konstrukcyjnych do rozwiązania. By udowodnić, że taka zastawka z płatkami i niciami ścięgnistymi mocowanymi do dwóch ścian oprawy (stentu) zadziała zbudowałem bardzo prosty tester oraz blaszany stent, do którego mocowałem posiadane zastawki odzwierzęce. Serca świni czy cielaka są bardzo podobne anatomicznie do serca człowieka.

Stosując materiał ludzki przechowujemy go w warunkach krioprezerwacji (w zbiornikach w oparach ciekłego azotu ok – 170° C), zaś tkanki odzwierzęce utrwalamy i sieciujemy związkami chemicznymi np. aldehydem glutarowym (by zapobiec problemom immunologicznym).

Zastawki biologiczne tworzone są z pozyskiwanego materiału biologicznego, więc trudno o ich standaryzację na poziomie procedur wykonawczych – ostatnią oceną ich przydatności jest test funkcjonalny. Do tego celu zaprojektowałem kilka różnych testerów. Pierwszy z nich – ze specjalną szufladą do mocowania badanej zastawki okazał się zbyt skomplikowany, więc zastąpiliśmy go prostym testerem, który nazwaliśmy – ze względu na uderzające podobieństwo – „świnkę”. Tester ustawiony w pozycji pionowej bardzo łatwo się otwiera i zastawka mocowana jest w pozycję w warunkach odpowiedniej wilgotności (wszak walczymy o przeżywalność komórek w wersji zastawek z materiału ludzkiego). Po zamknięciu wieka ustawia się „świnkę” w pozycji poziomej i uruchomiany jest cykl testu o różnej częstotliwości i objętości wyrzutowej serwowanej przez zastosowaną tu komorę wspomaganie serca, z której usunięto zastawkę wylotową. Do napędu stosowano jednostkę stosowaną do sztucznego



Ryc. 3. Autorskie testery protez zastawek serca i wybrane wyniki

serca. To jeden z przykładów wskazujących na możliwości zmniejszenia kosztów przedsięwzięcia przez skorzystanie zespołów badawczych.

Zanim jednak zastawki mogły trafić do testów przedklinicznych wykonaliśmy testy długoterminowe. Zaprojektowałem m.in. tester – o napędzie elektrycznym (tzw. „10”) i pneumatycznym (tzw. „4”). Z powodu generowania nieznośnego hałasu przez układ elektromechaniczny pozostaliśmy wierni jednak systemom pneumatycznym. Z powodu prac nad sztucznym sercem mieliśmy łatwy dostęp do sieci sprężonego powietrza i próżni.

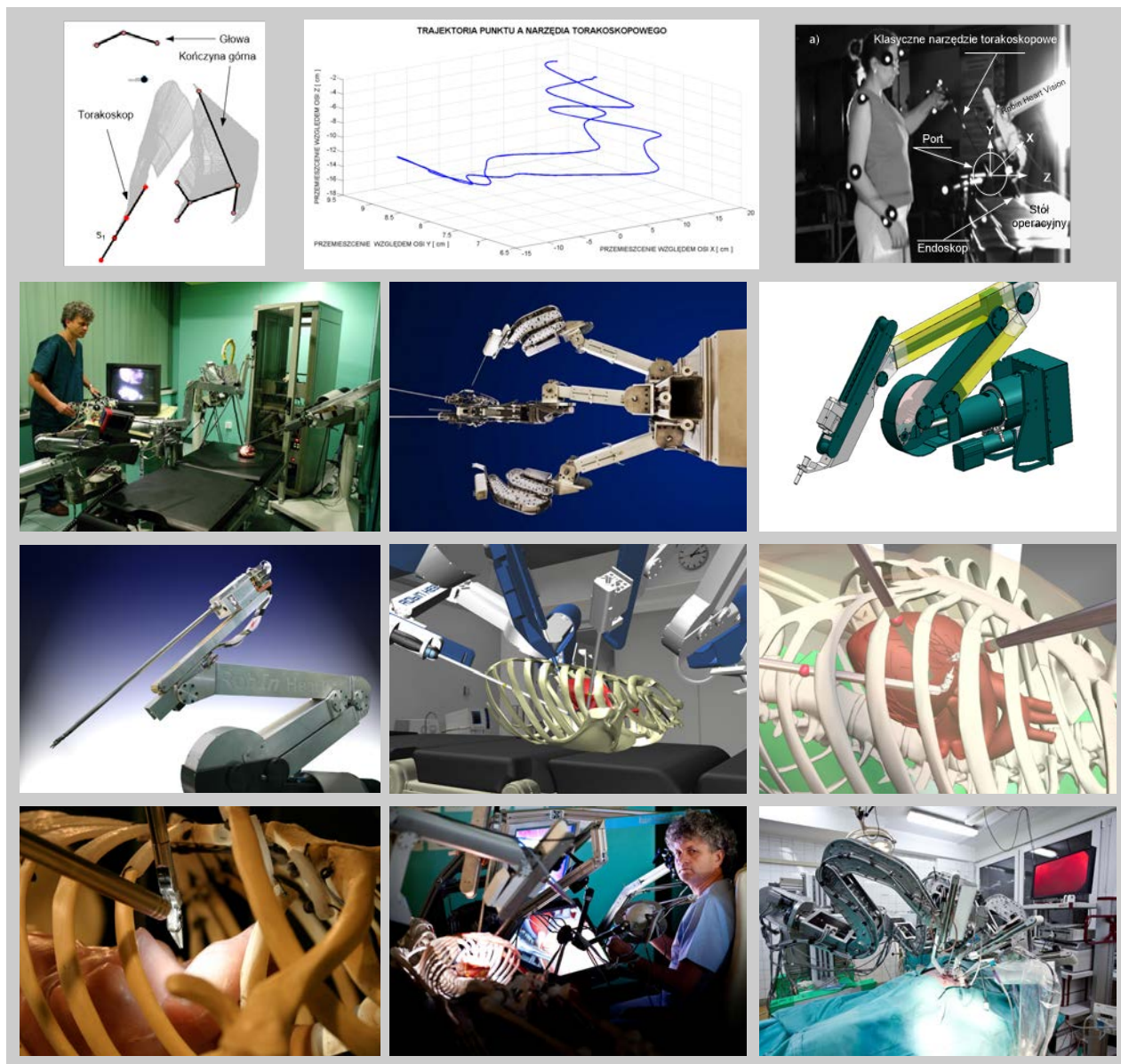
Wszystkie testy pleksyglasowe wykonał Piotr Stozek, który świetnie dopracował wszystkie rozwiązania technologiczne.

Zastawki mitralne typu Religa były poddane próbie klinicznej. FRK wycofała je z oferty ponieważ nie udało się spiąć ekonomicznie ich produkcji – zbyt mało jest dobrego materiału pozyskiwanego od dawców dla produkcji zastawek mitralnych. Od wielu lat nasz zespół biologów próbuje opracować nowatorski system tworzenia zastawki przy wykorzystaniu tkanek ludzkich lub odzwierzęcych z hodowanymi komórkami biorcy zastawki.

3.3. Robot. Roboty chirurgiczne [6,7] (ryc. 4 i 5). Gdy po upływie prawie dziesięciu lat rozpoczynałem nowe zadanie – projekt polskiego robota chirurgicznego Robin Heart, odtworzyłem dokładnie taką samą metodykę postępowania. Budowaliśmy kilka modeli robotów rocznie, tworzyliśmy odpowiednie stanowiska badawcze, testowaliśmy i budowaliśmy kolejne, lepsze, inne roboty, które miały stanowić nowe narzędzia chirurga. Podobnie jak w przypadku modeli układu krążenia próbowałem postawić stanowisko techniczne modelujące różnego rodzaju reakcje narzędzi z tkankami biologicznymi.

Roboty tworzyliśmy, bo wymagał tego pacjent i jego lekarz, jeśli klasyczne operacje były niebezpieczne, by dać szansę. Operacje mini inwazyjne wykonywane za pomocą narzędzi mechanicznych rozwiązały wiele podobnych problemów w operacjach brzucha czy kolana, jednak operacje na sercu wymagały większej precyzji, tym bardziej, że warto by operować niektóre „bajpasy” na bijącym sercu.

Po pierwsze zatem badaliśmy jakie siły są potrzebne dla ingerencji w tkanki – stąd określiliśmy podstawowe założenia fizyczne robota – od tkanki przez narzędzie do operatora. Z drugiej strony,



Ryc. 4. Badania operatora narzędzi chirurgicznych. Badania robotów 2002, Robin Heart mc2, model Robin Heart Vision, badania w przestrzeni wirtualnej i realnej, eksperyment in vivo w 2009 r.

biorąc pod uwagę, że konstruujemy narzędzia dla chirurga, specjalisty (tylko on ma prawo go używać) staliśmy się najlepiej poznać jak pracuje? jak podejmuje decyzje? Nagrywaliśmy na kilka kamer i analizowaliśmy kinematykę ruchu układu chirurg – narzędzie. Tak powstało narzędzie – robot, które wzmacnia umiejętności chirurga a nie z nimi rywalizuje. Określiłmy podstawowe założenia fizyczne robota – od operatora przez system nadzoru komputerowego i narzędzie do tkanki.

Gdy w 1999 r. przyjechał do prof. Zbigniewa Religi w Zabrze prof. Friedrich Mohr z Lipska, który wykonał drugą po Francuzach na świecie operację robotem da Vinci, zapytałem, zaproponowałem, że może zrobilibyśmy robota w Polsce.

To był początek drogi klinicznej robotów i byłem pewny, że przyszłość jest do wygrania również dla nas w tym zakresie. Profesor Religa zapytał tylko, kiedy mógłby zacząć nim operować? W tym roku dr Grzegorz Religa, syn założyciela naszej Fundacji Rozwoju Kardiologii i doświadczony kardiochirurg, użyje po raz pierwszy polskiego robota przy operacji zastawki dwudzielnej. To będzie pierwszy z rodziny Robin Heart – jednoramienny, lekki, przenośny robot robota toru wizyjnego – stąd jego nazwa: PortVisionAble (PVA). Zapewni przy stole zabiegowym zdalną kontrolę toru wizyjnego, który pozwala (przez oświetlenie i system optyczny z kamerą wysokiej rozdzielczości) na obserwację pola operacyjnego na monitorze.



Ryc. 5. Najnowszy Robin Heart Tele z konsolą

Mamy za sobą długą historię i postępy na miarę ambicji, ale zgodne z możliwościami finansowymi. Kilkakrotnie budowałem i traciłem zespół badawczy. Powstały modele: Robin Heart 0, Robin Heart 1 (7 stopni swobody, pełna funkcjonalność chirurgiczna) i mniejszy Robin Heart 2, potem pierwszy prototypowy robot do sterowania położeniem endoskopowego toru wizyjnego – robot Robin Heart Vision. W 2009 r. wprowadziłem nowe koncepcje: multizestawowy, modułowy Robin Heart mc² (pracuje za trzy osoby przy stole operacyjnym) oraz mechatroniczne narzędzia Robin Heart Uni System (które można zdemontować z ramienia robota i sterować nimi ze specjalnego uchwytu w dłoni). Przeprowadzone w latach 2009–2010 eksperymenty na zwierzętach wykazały poprawność wprowadzonych rozwiązań konstrukcyjnych i metod sterowania robotami. Następnie powstały lżejsze, walizkowe roboty toru wizyjnego – Robin Heart PVA i Pelikan. Do badań operacji na odległość w 2015 r. wprowadziliśmy robota o uzupełnieniu nowej kinematyce – tzw. TeleRobina. Wszystkie dotychczas wymienione prace finansowane były przez KBN potem NCBiR oraz FRK. W ramach projektów europejskich rozwijaliśmy wprowadzenie sprzężenia siłowego (INCITE) oraz narzędzi o zmiennej geometrii i sztywności inspirowane ośmiornicą (STIFF-FLOP).

Te roboty powstają z potrzeby: mniejszej inwazyjności zabiegu chirurgicznego, lepszej ergonomii pracy zespołu operującego oraz poprawy standardów a także możliwości pracy zdalnej.

Po postępach telekomunikacji – przesyłania na odległość informacji, czas na przesyłanie na odległość DZIAŁANIA. Do tego niezbędne są roboty.

4. Podsumowanie

Robot to jedno z niewielu słów słowiańskiego rodowodu, które weszły do światowego języka techniki. Wymyślił je czeski dramaturg K. Capek. Oznaczały sztucz-

nego człowieka. Należy rozpatrywać roboty jako element przyszłości człowieka, który pozwoli zrealizować marzenia o wolności. Roboty dają siłę słabszym, sprawność, gdy jej brakuje ludziom, odciażają nas od prac niebezpiecznych czy nużących. Roboty są szansą dla wielu na życie dłuższe, sprawniejsze, radośniejsze.

Takimi robotami są też nasze roboty chirurgiczne – pozwalające sięgnąć chirurgom do wnętrza człowieka – oraz sztuczne serce – zastępujące nieodwracalnie zniszczony przez chorobę organ.

Mężczyźni są Marsa, kobiety są z Wenus a roboty... A roboty – są z Ziemi i tylko od nas zależy czy zrealizują nasze nadzieje.

Takie są moje drogi do serca...

Podziękowania

Prace badawczo-wdrożeniowe były finansowane z funduszy KBN, a następnie NCBiR oraz z kilku projektów europejskich np. Stiff Flop oraz INCITE. Brał w nich udział zespół Instytutu Protez Serca FRK oraz, na różnych etapach, pracownicy uczelni i przedsiębiorstw, m.in. Instytutu Biocybernetyki i Inżynierii Biomedycznej PAN, Politechnik: Śląskiej, Łódzkiej, Warszawskiej oraz Śląskiego Uniwersytetu Medycznego i Śląskiego Centrum Chorób Serca – wszystkim chciałbym okazać wdzięczność i szacunek. Specjalnie zaś – pacjentom – za ich wiarę, że zdążymy.

Literatura

- [1] A.Ślęzak, B. Turczyński, Z. Nawrat, *Modification of the Kedem-Katchalsky-Zelman Model – Equations of the Transmembrane Transport, Non-Equilib. Thermodyn.* Vol. 14, 205–218, (1989).
- [2] Z. Małota, Z. Nawrat, P. Kostka, *Computer and physical modeling of blood circulation pump support for a new field of application in palliative surgery*, *Int. J. Artif. Organs* Vol.30, no 12, 1058–1074, (2007).
- [3] Z. Nawrat, R. Kustos, Z. Religa, B. Stolarzewicz, *Pierwsze polskie sztuczne serce*, *Polski Przegląd Chirurgiczny* 65 (9), 856–869, (1993).
- [4] R. Kustos; Z. Nawrat; Z. Religa *Polskie komory wspomaganie serca*, *Polski Przegląd Chirurgiczny* 1993, 66 (9), 864–872.
- [5] Z. Nawrat, Z. Małota, Z. Religa *Artificial Heart Flow Visualization Tests – A Comparative Study of Different Valves, Ventricle Geometries, and Control Parameters*, *Heart Replacement – Artificial Heart 6*, Springer-Verlag, Tokyo 1998, 487–495.
- [6] Z. Nawrat, *Pierwszy europejski robot kardiochirurgiczny – Robin Heart, rodem z Zabrze, gotowy do pierwszych operacji na zwierzętach*, *Kardiochir. Torakochir.* Pol. T. 1, nr 2, 136–138, (2004).
- [7] Z. Nawrat, *The Robin Heart story*, *Medical Robotics Reports*, volume 1, December 2012, 19–21, dostępny na www.medicalroboticsreports.com.

Profesor Ludwik Kozłowski

pedagog, organizator, pracownik nauki

Karol Krop

Politechnika Rzeszowska

Profesor Ludwik Kozłowski urodził się 27. października 1907 roku w Świątnikach Górnych powiatu krakowskiego, jako syn Stanisława i Anny z Synowców. Po ukończeniu 6-klasowej Szkoły Powszechnej został przyjęty do VI Gimnazjum im A. Mickiewicza w Krakowie i w 1927 roku otrzymał świadectwo dojrzałości. W tym samym roku zapisał się na Wydział Filozoficzny Uniwersytetu Jagiellońskiego, na kierunek studiów matematyka i fizyka. Do roku 1930 złożył przewidziane w zakresie magisterium matematyki egzaminy. We wrześniu 1930 roku został mianowany asystentem fizyki teoretycznej Uniwersytetu Jagiellońskiego, którą kierował prof. Władysław Natanson. Od tego momentu profesor Kozłowski jako student poświęcił się fizyce doświadczalnej i teoretycznej, i w roku 1932 otrzymał dyplom magistra filozofii w zakresie fizyki. Pracę magisterską z dziedziny hydrodynamiki i termodynamiki wykonał pod kierunkiem prof. Włodzimierza Natansona. Wyniki tej pracy zawarte są w pierwszej publikacji prof. Kozłowskiego pt. „O ruchach płynów, którym towarzyszą zmiany stanu skupienia”. Po przejściu prof. Natansona na emeryturę Rada Wydziału Filozoficznego UJ zleciła asystentowi Kozłowskiemu prowadzenie seminarium z fizyki teoretycznej oraz dwie godziny wykładów tygodniowo. W roku 1933 został mianowany starszym asystentem tegoż seminarium.

W 1934 roku Ludwik Kozłowski podejmuje pracę w Gimnazjum i Liceum imienia Sułkowskich w Rydzynie, jako nauczyciel fizyki, i pozostaje tam do 1937 roku. W czasie pracy nauczycielskiej zapoznaje się z pracą dydaktyczną zatrudnionego tam również profesora Arkadiusza Piekary. W Rydzynie wykonuje również pracę doktorską pod kierunkiem profesora Uniwersytetu Jagiellońskiego Konstantego Zakrzewskiego. Tytuł rozprawy brzmiał: „Efekt Kerra w mieszaninach cieczy ze szczególnym uwzględnieniem punktu krytycznego”. Pracę przyjmowali profesorowie UJ, prof. Konstanty Zakrzewski oraz prof. Jan Weyssenhoff, jako pracę na stopień doktora filozofii z fizyki.

W 1937 roku prof. Kozłowski podjął pracę w Laboratorium Badawczo-Doświadczalnym Huty Baildon w Katowicach i pracował pod kierunkiem prof. Feszczenko-Czopińskiego oraz ówczesnego dyrektora huty inż. Tadeusza Malkiewicza. W laboratorium huty Baildon prof. Kozłowski poszukiwał nowych (lepszyc) materiałów na magnesy trwałe oraz rozpoczął także pracę nad defektoskopią magnetyczną. Wybuch II Wojny Światowej wstrzymał te badania aż do 1947 roku, w którym profesor otrzymał pracę w Instytucie Metalurgii Żelaza w Gliwicach.

W okresie okupacji prof. Kozłowski był osobą bezrobotną do 1941 roku. Po tym okresie dostał pracę w Fabryce Silników w Rzeszowie w dziale urządzeń pomiarowych temperatury i kontroli rentgenowskiej.

W sierpniu 1944 roku kierownik resortu oświaty PKWN polecił prof. Kozłowskiemu zorganizowanie Kuratorium w Rzeszowie z równoczesnym mianowaniem go Naczelnikiem Wydziału Szkół Średnich Ogólnokształcących.

Profesor Kozłowski marzył jednak o powrocie na Śląsk. Po krótkiej pracy w administracji szkolnej w Katowicach, w 1947 roku na propozycję prof. dr inż. Śmiałowskiego, ówczesnego dyrektora Instytutu Metalurgii Żelaza, przystąpił do organizowania Zakładu Fizyki Metali w tym Instytucie. Zakład rozwijał się w czterech kierunkach:

- 1) badań magnetycznych, elektrycznych i termoelektrycznych,
- 2) rentgenografii,
- 3) spektroskopii przemysłowej oraz
- 4) defektoskopii magnetycznej i ultradźwiękowej.

W 1948 roku prof. Kozłowski zorganizował pracownię pomiarów magnetycznych (głównie ferromagnetyków), łącznie z dopasowaniem defektoskopu ultradźwiękowego do kontroli materiałów hutniczych. W latach 1948–1952 w Zakładzie Fizyki Metali IMŻ zajmował się projektowaniem i wykonywaniem w warsztatach Instytutu prototypów aparatury do pomiarów ma-

gnetycznych. W roku 1951 prof. Kozłowski razem z zespołem pracował nad technologią produkcji magnesów trwałych, za uruchomienie której otrzymali zespołową Nagrodę Państwową III stopnia.

W tym samym okresie prof. Kozłowski rozpoczął pracę nad anizotropią magnetyczną materiałów miękkich i wspólnie z zespołem opracował magnetometr elektrooporowy, który później znalazł zastosowanie w pomiarach anizotropii magnesów typu Alnico, Cunife i Cunico. Wyniki pomiarów referowane były na I Krajowej Konferencji Materiałoznawstwa Elektrycznego (1951), Zjeździe Fizyków w Poznaniu (1952) oraz na konferencji roboczej dotyczącej procesów elektronowych w ciele stałym w Poznaniu (1953). Profesor zajmował się także poprawą właściwości magnetycznych żelazinu baru jako ówczesnego materiału na magnesy trwałe. W badaniach tych istotną rolę odgrywała aparatura konstruowana w IMŻ. W latach 50-tych ubiegłego wieku rynek polski nie dysponował urządzeniami do pomiarów parametrów magnetycznych różnych substancji jak na przykład: namagnesowania, temperatury Curie, magnetostrykcji, siły koercji i.t.p. Możliwości pomiarowych tych parametrów trzeba było często szukać w innych placówkach w kraju lub za granicą. W IMŻ zespół prof. Kozłowskiego posiadał jednak fachowców, którzy skonstruowali defektoskop ultradźwiękowy do kontroli jakości wlewków stalowych, z których w procesie walcowania produkowano szyny kolejowe. Z wlewków z dużymi pęcherzami powietrznymi, nie można było wyprodukować jednorodnych szyn w procesie walcowania. Dlatego też szyny kolejowe często pękały i musiały być wymieniane na nowe. Minister hutnictwa jednak defektoskopu ultradźwiękowego do kontroli jakości produkowanych szyn nie zaakceptował. „Panowie, odrzucilibyście 50% produkcji” – co było w owym czasie argumentem nie do odrzucenia.

W 1954 roku Centralna Komisja Kwalifikacyjna przyznała mu tytuł profesora nadzwyczajnego. W latach 1945–1950 był wykładowcą fizyki w Instytucie Pedagogicznym ZNP w Katowicach. Od 1950 do 1958 wykładał fizykę w Wyższej Szkole Pedagogicznej w Katowicach, której był jednym z głównych organizatorów, a która powstała na bazie Instytutu Pedagogicznego. Katowicka WSP uzyskała pełnię praw akademickich z kilkoma kierunkami studiów. Poprzez koncepcję połączenia Filii UJ (powołanej w 1962 roku w Katowicach) z Wyższą Szkołą Pedagogiczną, w 1968 roku powołany został do życia Uniwersytet Śląski.

W okresie od kwietnia 1955 roku do kwietnia 1958 roku, w ramach połowy etatu, prof. Ludwik Kozłowski pracował w Instytucie Chemii Fizycznej PAN rozwią-

zując problem wpływu wodoru katodowego na właściwości magnetyczne ferromagnetyków.

Prof. Ludwik Kozłowski w 1958 roku przenosi się do Krakowa i podejmuje pracę w Akademii Górniczo-Hutniczej w Katedrze Fizyki I, jednak nie opuszcza WSP do momentu fuzji z Uniwersytetem Śląskim.

W 1959 roku prof. Mieczysław Jeżewski przeszedł na emeryturę i Kierownictwo Katedry Fizyki I przejął prof. Ludwik Kozłowski, któremu w 1966 roku nadany został tytuł profesora zwyczajnego. System organizacyjny katedr przetrwał do czasu utworzenia na Wydziale Metalurgicznym Instytutu Metalurgii w 1970 roku. Wtedy też Katedrę Fizyki I przemianowano na Zakład Fizyki Ciała Stałego tego instytutu, a kierownikiem Zakładu pozostał prof. Ludwik Kozłowski. Pomimo, że Zakład stał się formalnie częścią Instytutu Metalurgii, posiadał jednak swobodę nieskrępowanego rozwoju i możliwości decydowania o tematyce naukowej.

Początek organizowania Katedry był burzliwy. Osoby zatrudnione w Katedrze Fizyki I, które nie miały za sobą studiów fizyki zostały zwolnione z pracy. Absolwenci UJ ze specjalizacją Fizyka Ciała Stałego pojawili się niestety dopiero w 1971 roku.

W latach 1959–1970 prof. Kozłowski zorganizował od podstaw badania magnetyzmu ciał stałych i pozostawił Zakład Fizyki Ciała Stałego zorganizowany w zespoły badawcze, których liczba i struktura uległa niewielkiej zmianie w późniejszym okresie. W początkowej fazie, profesor przydzielał tematykę badawczą zespołom i sam nimi kierował. Osoba, która jako pierwsza obroniła pracę doktorską w danym zespole przejmowała jego kierownictwo.

O za zakresie uprawianej tematyki badań świadczyły nazwy zespołów:

- 1) Zespół Materiałów Metalicznych Litych,
- 2) Zespół Materiałów Tlenkowych Litych,
- 3) Zespół Cienkich Warstw Magnetycznych,
- 4) Zespół Badań Struktury,
- 5) Zespół Mikroelektroniki,
- 6) Zespół Cienkich Warstw Półprzewodnikowych,
- 7) Zespół Teorii Ciała Stałego.

W 1965 roku prof. Kozłowski zainspirowany tematyką międzynarodowej konferencji na temat magnetyzmu (International Conference on Magnetism 1965, Nottingham), w której uczestniczył, zrezygnował z badań dyslokacji w metalach na konto magnetyzmu cienkich warstw.

W tym okresie Profesor przyjmuje kolejną grupę absolwentów fizyki UJ celem rozszerzenia badań na superparamagnetyzm małych cząstek ferromagnetyka, anizotropię magnetokrystaliczną i histerezę rotacyjną w blachach transformatorowych.

W 1966 roku prof. Kozłowski wydaje skrypt pt. „Wstęp do fizyki ciała stałego” zaś dwa lata później skrypt pt. „Fizyczne podstawy magnetyzmu”. Cztery lata później (1972) pojawił się kolejny skrypt Profesora przeznaczony dla studentów kierunków hutniczych tzn. Wydziału Metalurgii, Wydziału Metali Nieżelaznych oraz Wydziału Odlewnictwa pt. „Elementy fizyki atomowej i ciała stałego”. Od 1968 roku na Wydziale Metalurgii Profesor wykładał już tylko fizykę ciała stałego, cedując wykład fizyki doświadczalnej dla studentów na nowo wypromowanych doktorów.

Za całokształt pracy naukowej i dydaktycznej w AGH Profesor był czterokrotnie nagradzany nagrodą ministra oraz szereg razy uhonorowany nagrodą Rektora AGH. W latach 1958–1968 prof. Kozłowski był przewodniczącym Senackiej Komisji do spraw Rozwoju Młodej Kadry oraz przez kilka lat Przewodniczącym Rady Naukowej Instytutu Techniki Jądrowej. Profesor Ludwik Kozłowski jest autorem lub współautorem 75 prac naukowych. Jest także recenzentem po-

nad 60-ciu prac doktorskich oraz wielu prac habilitacyjnych.

Po ciężkiej chorobie (1970/71) Profesor zrezygnował 30 września 1971 roku ze stanowiska kierownika Zakładu Fizyki Ciała Stałego i przeszedł na emeryturę.

Post scriptum. Z prof. Ludwikiem Kozłowskim łączy się cała moja kariera naukowa i dydaktyczna. Jego przeżycia okresu drugiej wojny światowej jak i okresu powojennego nie zmieniły jego wrodzonego poczucia sprawiedliwości i odpowiedzialnego traktowania ludzi, którymi się opiekował przez 13 lat jako kierownik Katedry (potem Zakładu), jako godny następcy prof. Mieczysława Jeżewskiego. Kiedyś zapytałem go, czy poradziłby mi jak rozwiązać problem związany z organizacją Zakładu. Odpowiedź była prosta: „powiedziałbym panu, co ja bym zrobił, jednak wszystkie decyzje musi pan podejmować sam”. Tej zasadzie byłem wierny do końca kierowania Zakładem. Profesorowi, mojemu mentorowi, jestem wdzięczny za to pouczenie.

Jubileuszowa 50. Konferencja EGAS

gościła na Uniwersytecie Jagiellońskim razem z mini-sympozjum z okazji 70. Rocznicy Urodzin Profesora Wojciecha Gawlika

Jarosław Koperski, Szymon Pustelny, Krzysztof Dzierżęga

Instytut Fizyki, Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej, Uniwersytet Jagielloński

W dniach 9–13 lipca 2018 roku, na Uniwersytecie Jagiellońskim odbyła się 50., jubileuszowa konferencja *European Group on Atomic Systems* (EGAS). Konferencja EGAS jest ważnym spotkaniem środowiska fizyków atomowych, molekularnych i optycznych, którzy rokrocznie zbierają się w celu prezentacji wyników swoich badań, podyskutowania z największymi ekspertami w swojej dziedzinie, czy poszukiwania inspiracji dla dalszych prac, ale również po to by spędzić czas w towarzystwie ciekawych ludzi, w atmosferze sprzyjającej wymianie poglądów i idei badawczych. Dzięki staraniom naukowców z Instytutu Fizyki Wydziału Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej (WFAIS), w tym przewodniczących Komitetu Organizacyjnego dr. hab. Szymona Pustelnego, prof. Jarosława Koperskiego i prof. Krzysztofa Dzierżęgi (wszyscy z Zakładu Fotoniki Instytutu Fizyki UJ), jubileuszowa 50. konferencja odbyła się w tym roku w Krakowie.

Konferencja EGAS ma swoją długą i bogatą tradycję. Po raz pierwszy została zorganizowana w 1969 roku i od tego czasu odbywa się rokrocznie. Sprawa to, że jest najdłużej i nieprzerwanie organizowaną konferencją cykliczną w środowisku fizyków w Europie [1]. Pierwszą konferencję zorganizowano w lipcu 1969 roku w Université Paris-Sud w Orsay pod Paryżem, a motywacją do tego była chęć „corocznego spotkania fizyków – spektroskopistów atomowych i pokrewnych – organizowanego nieformalnie i niedrogo, w celu umożliwienia kontaktu wszystkim zainteresowanym, w szczególności młodym badaczom i studentom” [2]. Przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego pierwszej konferencji był prof. Alfred Kastler, laureat Nagrody Nobla z fizyki w 1966 roku. Co ciekawe, 9. konferencja EGAS odbyła się w 1977 roku w Krakowie, będąc pierwszą konferencją z tego cyklu w Europie Wschodniej. Przewodniczącą Komitetu Organizacyjnego była prof. Danuta Kunisz, ówczesna kierowniczka Zakładu Optyki Atomowej Instytutu Fizyki UJ.

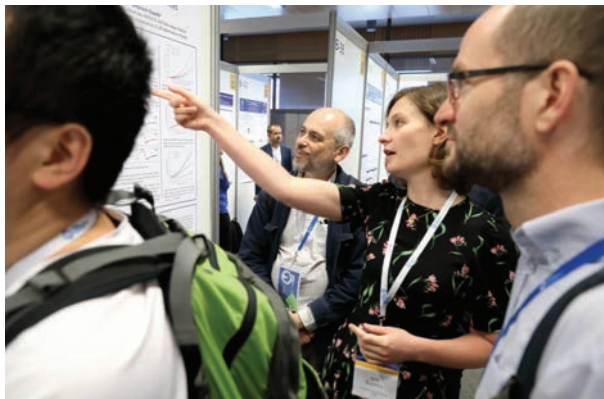


Fot. 1. Prof. Theodor Hänsch (z lewej) podczas inauguracyjnej sesji plenarnej prowadzonej przez Prof. Jarosława Koperskiego (z prawej), fot. Krzysztof Magda

Tegoroczna konferencja odbywała się w Audytorium Maximum Uniwersytetu Jagiellońskiego. Jej integralną częścią było *mini-sympozjum* zorganizowane ostatniego dnia w celu uczczenia *Jubileuszu 70. Rocznicy Urodzin Profesora Wojciecha Gawlika*. W tym dniu uczestnicy zgromadzili się w sali audytoryjnej budynku WFAIS na III Kampusie UJ.

Konferencja 50th EGAS zgromadziła 213 uczestników z 34 krajów, w tym z 10 krajów spoza Europy. Największe reprezentacje przyjechały z Polski, Niemiec, Francji, Szwajcarii i Wielkiej Brytanii. Zgodnie z intencją pomysłodawców [2], blisko 1/3 wszystkich uczestników konferencji stanowili studenci.

Ważnym wydarzeniem był udział w konferencji prof. Theodora W. Hänscha z Max Planck Institute for Quantum Optics w Garching, laureata Nagrody Nobla z fizyki w 2005 roku. Profesor Hänsch wygłosił inauguracyjny wykład zatytułowany „Precision frontier in laser spectroscopy”, w którym, na przykładzie badań spektroskopowych struktury energetycznej atomu wodoru, przedstawił proces przekraczania kolejnych ograniczeń doświadczalnych i osiągnięcia coraz większej dokładności pomiarowej. W swoim



Fot. 2. Podczas sesji plakatowej Prof. Dmitry Budker (w centrum) w rozmowie z Dr Julią Sudyką (obecnie Instytut Chemii Fizycznej PAN w Warszawie), która w kwietniu 2018 roku obroniła pracę doktorską pod kierunkiem Prof. Wojciecha Gawlika i Dr. hab. Szymona Pustelnego, fot. K. Magda

wystąpieniu Profesor Hänsch pokazał, jak w ciągu ostatnich 45 lat precyzja pomiarów struktury wodoru została zwiększona 8 rzędów wielkości (100 000 000 razy). Ten niewiarygodny postęp precyzyjnej spektroskopii laserowej odbywa się dzięki olbrzymiej kreatywności fizyków spektroskopistów, którzy byli autorami metod pozwalających na pokonanie kolejnych ograniczeń fizycznych, np. poprzez eliminację poszerzenia linii spektralnych związanych z ruchem atomów (spektroskopia nasyceniowa), czy ustanawianiem nowych rekordów w dziedzinie pomiaru częstotliwości promieniowania laserowego, m.in. dzięki zastosowaniu tzw. grzebienia częstotliwości. Profesor Hänsch, autor właśnie tego ostatniego wynalazku, przekonywał uczestników konferencji jak precyzyjna spektroskopia może pozwolić nie tylko na poznanie sekretów natury, w tym np. na rozwiązanie tzw. „zagadki promienia protonu”, ale także może umożliwić zastosowania w dziedzinach od badań kosmosu, poprzez komputery kwantowe i telekomunikację, do ultraprecyzyjnej diagnostyki medycznej, transportu czy obronności.

Oprócz wykładu Profesora Theodora Hänscha, podczas konferencji ogłoszono 5 wykładów plenarnych [3]. Profesor Tilman Esslinger z Politechniki Federalnej (ETH) w Zurychu mówił o idei budowania wielociałowych systemów kwantowych wykorzystując kwantowe symulacje oddziaływania między atomami oraz doświadczalne możliwości manipulowania „zimnymi” gazami atomowymi. Dzięki nim coraz bardziej realna staje się możliwość konstrukcji komputerów kwantowych, które mogą w przyszłości zrewolucjonizować nie tylko same badania, ale również ich zastosowania praktyczne. Profesor Paolo de Natale z Europejskiego Laboratorium Spektroskopii



Fot. 3. Wręczenie nagrody za najlepszy plakat Parul Aggarwal z Van Swinderen Institute for Particle Physics and Gravity, University of Groningen (pierwsza w lewej); nagrodę wręczają: Prof. Roland Wester z Universität Innsbruck (drugi z lewej), ustępujący przewodniczący EGAS Board, Prof. Rosario Gonzalez-Ferez z Universidad de Granada (druga z prawej), nowa przewodnicząca EGAS Board oraz Dr hab. Szymon Pustelny (pierwszy z prawej), Przewodniczący Komitetu Organizacyjnego tegorocznej Konferencji EGAS, fot. K. Magda

Nieliniowej (LENS) we Florencji przedstawił możliwości przyszłych badań i manipulowania molekułami, co może dostarczyć nowych możliwości w chemii i inżynierii materiałowej. Do tego celu niezbędne jest jednak opracowanie nowych źródeł promieniowania i opracowanie pionierskich technik spektroskopowych.

Na konferencji, oprócz wykładów plenarnych, 15 naukowców wygłosiło wykłady zaproszone. Wśród nich byli Profesor Antoine Weis z Uniwersytetu we Fryburgu, który mówił o charakteryzowaniu i obrazowaniu magnetycznych nanocząstek z użyciem metod magnetometrii optycznej oraz Profesor Maria Novella-Piancastelli z Uniwersytetu w Uppsali przedstawiająca nowe badania dynamiki elektronów i jąder atomowych, które wykorzystują zjawiska wzbudzenia i jonizacji atomów za pomocą promieniowania X w skali impulsów subfemtosekundowych, tj. trwających krócej niż 1 bilionowa część sekundy (0,000 000 000 000 001 s). Jak podkreślała wykładowczyni, pozwala to na „zajrzenie” w głąb struktury atomów bardzo blisko jądra atomowego, w nieosiągalnej dotąd skali czasowej.

Oprócz wykładów plenarnych i wykładów zaproszonych, na konferencji przedstawiono ponad 20 wykładów starannie wyselekcjonowanych ze streszczeń nadesłanych przez uczestników. Pozwoliło to na wybranie prezentacji stojących na bardzo wysokim poziomie merytorycznym. Prezentacje te podejmowały najbardziej aktualne tematy badawcze w fizyce atomowej, molekularnej i optycznej. Tym niemniej wydaje się, że najbardziej owocnym sposobem wymiany poglądów były sesje plakatowe. Uczestnicy tegorocznej



Fot. 4. Podczas mini-symposium z okazji Jubileuszu 70. Urodzin Prof. Wojciech Gawlik (pierwszy z prawej) otrzymał życzenia od Dyrekcji Instytutu Fizyki UJ; wręczający specjalny adres Prof. Roman Płaneta, Dyrektor IF (drugi z lewej), Dr hab. Monika Marzec, z-ca Dyrektora IF ds. naukowo-badawczych (druga z prawej) oraz Dr hab. Paweł Gora, z-ca Dyrektora IF ds. dydaktycznych (pierwszy z lewej), fot. K. Magda



Fot. 5. Podczas sesji plakatowej; w centrum zdobywczyni nagrody za najlepszy plakat, Parul Aggarwal z Van Swinderen Institute for Particle Physics and Gravity, University of Groningen, fot. K. Magda

konferencji mogli wziąć udział w dwóch takich sesjach, na których zaprezentowano ponad 80 plakatów. Wśród prezentujących byli również studenci, których prezentacje podlegały ocenie uczestników konferencji. Dla najciekawszych prezentacji przygotowano nagrody ufundowanej przez Europejskie Towarzystwo Fizyczne, WFAIS UJ, jak również wydawnictwo Springer.

Ważnym elementem konferencji było *mini-symposium poświęconemu Jubileuszowi 70. Rocznicy Urodzin Profesora Wojciecha Gawlika*. Tematem wiodącym *mini-symposium* była prezentacja działalności naukowej, na którą w sposób bezpośredni lub pośredni miała wpływ osoba Profesora. Było to tym ważniejsze, że zarówno badania, jak i inicjatywy, które współtworzył i realizował Profesor Gawlik doprowadziły do szeregu wartościowych wyników naukowych, w tym m.in. do wytworzenia pierwszego polskiego kondensatu Bosego–Einsteina, czy zbudowania pierwszego polskiego zegara optycznego, jak również do utworzenia Krajowego Laboratorium Fizyki Atomowej Molekularnej i Optycznej (KL FAMO) w Toruniu.

Mini-symposium rozpoczęła prezentacja osoby Profesora, Jego drogi naukowej, osiągnięć, kontaktów z naukowcami z wielu laboratoriów na całym świecie, jak również Jego wysiłków zmierzających do stworzenia w Instytucie Fizyki UJ ważnego i wpływowego ośrodka badań, ośrodka będącego również solidną szkołą fizyki atomowej, optyki kwantowej i fotoniki dla młodych ludzi, dla których Profesor był i jest charyzmatycznym pedagogiem i niekwestionowanym autorytetem naukowym.

W ramach *mini-symposium* Profesor Dmitry Budker, z Uniwersytetu Jana Gutenberga w Moguncji

i Uniwersytetu Kalifornijskiego w Berkeley, w wykładzie „Nonlinear magneto-optics” przedstawił wspólne badania prowadzone z Profesorem Gawlikiem w dziedzinie magnetometrii optycznej oraz działalność w ramach utworzonego wspólnie i działającego w latach 2003–2015 *Laboratorium Krakowsko-Berkeleyowskiego*, którego głównym celem była współpraca w ramach międzynarodowych projektów w zakresie fizyki atomowej i fotoniki, w tym przede wszystkim wymiana studentów i pracowników naukowych.

Profesor Czesław Radzewicz z Uniwersytetu Warszawskiego w swoim wykładzie „Our road to optical atomic clock” przedstawił inicjatywę polskiego środowiska fizyków atomowych, molekularnych i optycznych, której celem było zbudowanie w KL FAMO w Toruniu pierwszego polskiego optycznego zegara atomowego. Profesor Gawlik był jednym z liderów tej inicjatywy, a jego wkład w powodzenie przedsięwzięcia był kluczowy.

Do prac rozwijanych w KL FAMO i ich związku z osobą Profesora nawiązał Dr hab. Michał Zawada z Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu w swoim wystąpieniu poświęconym polskiej sieci światłowodowej dystrybuującej standardowy sygnał uniwersalnego czasu. Fakt ten może umożliwić szereg nowych zastosowań w Polsce, począwszy od badań naukowych (radioastronomia, spektroskopia) do zastosowań (chemia, badania materiałowe, pomiary odległości).

Dwóch kolejnych mówców – Profesor Krzysztof Sacha i Dr hab. Tomasz Kawalec, obaj z Instytutu Fizyki UJ, zawdzięczający, jak sami przyznali, wybór kierunku rozwoju swoich karier naukowych uczestnictwu w zajęciach z fizyki atomowej prowadzonych przez



Fot. 6. Zdjęcie konferencyjne przez gmachem Auditorium Maximumum UJ, fot. K. Magda

Profesora Gawlika, przedstawili aktualne badania prowadzone w kierowanych przez siebie grupach badawczych. Profesor Krzysztof Sacha mówił o rozwijanej, a zainicjowanej przez prof. Franka Wilczka z Massachusetts Institute of Technology, laureata Nagrody Nobla z fizyki w 2004 roku, teorii tzw. kryształów czasowych. Pokazał on, że ultrazimne gazy (np. chmura atomów w reżimie kondensatu Bosego–Einsteina) może zachowywać się jak dyskretny kryształ czasowy [3]. Tomasz Kawalec natomiast, w wykładzie „Cold atoms in Cracow”, przedstawił rolę Profesora Gawlika, jaką pełnił w rozwoju fizyki zimnych atomów w Krakowie i w Polsce, zilustrowaną badaniami rozwijanymi we własnym krakowskim laboratorium nad dipolowymi lustrami plazmonowymi dla zimnych atomów.

Całość *mini-symposium* zakończył sam Profesor, który opowiedział o swojej drodze naukowej, swoich badaniach, mistrzach i kolegach.

Na koniec specjalne życzenia Profesorowi Gawlikowi złożyli Profesor Ewa Gudowska-Nowak, Dziekan

WFAIS, Profesor Roman Płaneta, Dyrektor IF oraz Sasha Kowalska, przedstawicielka Naukowego Kola Fizyków UJ, którego Profesor Gawlik był opiekunem przez długie lata. Uczestnicy konferencji przekazali Profesorowi podpisaną przez wszystkich uczestników kartę z życzeniami, a zwieńczeniem dnia był imponujący tort urodzinowy, którego degustacją obdarzeni zostali wszyscy obecni.

Oprócz możliwości wysłuchania wykładów wizyta w WFAIS była również okazją do zwiedzenia laboratoriów badawczych oraz pobliskiego Narodowego Centrum Promieniowania Synchrotronowego SOLARIS.

Warto na koniec wspomnieć, że w czasie wolnym od wykładów i sesji plakatowych, uczestnicy konferencji mieli możliwość zwiedzenia Krakowa, wizyty w kopalni soli w Wieliczce, jak również w jednym z najstarszych w Polsce klasztorów – Opactwa Benedyktynów w Tyńcu, gdzie po koncercie organowym w tamtejszym kościele Św. Piotra i Św. Pawła, i po obejrzeniu zbiorów lokalnego muzeum, wzięli udział w uroczystym bankiecie konferencyjnym.



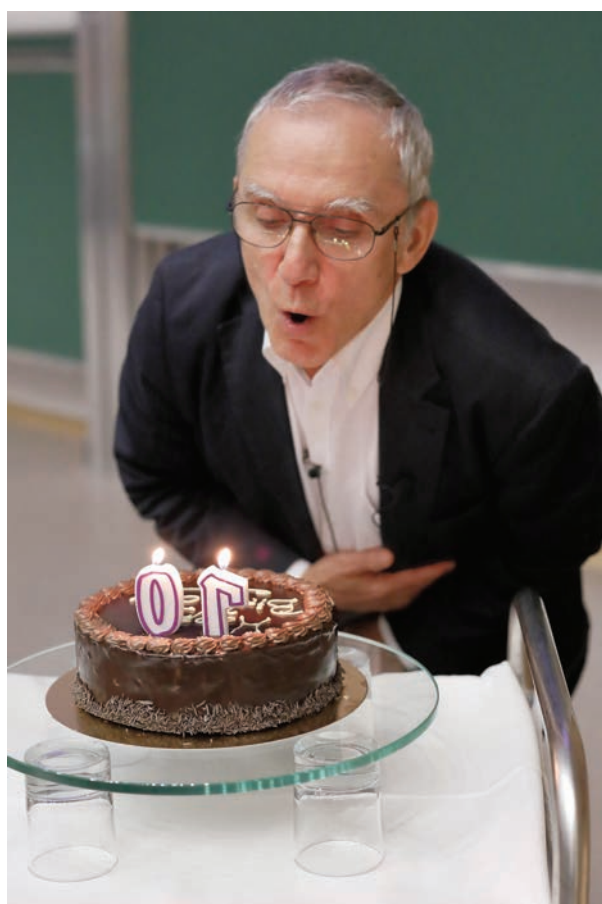
Fot. 7. Mini-symposium z okazji Jubileuszu 70. Urodzin Prof. Wojciecha Gawlika; Profesor wraz z Małżonką, Dr Danutą Szot-Gawlik, fot. K. Magda



Fot. 8. Mini-symposium z okazji Jubileuszu 70. Urodzin Prof. Wojciecha Gawlika; Profesor w rozmowie z Prof. Krzysztofem Sachą z Instytutu Fizyki UJ, fot. K. Magda



Fot. 9. Uczestnicy mini-symposium z okazji Jubileuszu 70. Urodzin Prof. Wojciecha Gawlika przed budynkiem WFAIS UJ, fot. K. Magda



Fot. 10. Mini-symposium z okazji Jubileuszu 70. Urodzin Prof. Wojciecha Gawlika; Profesor w konfrontacji ze świeczkami na torcie urodzinowym, fot. K. Magda

Na konferencji swoje oferty handlowe prezentowało 10 firm związanych tematycznie z szeroko pojętą z fizyką atomową, molekularną i optyczną oraz fotoniką: THORLABS, MOG Laboratories, EKSPLA, PRECOPTIC, TOPTICA Photonics, Lighthouse Photonics, INTERLAB, MenloSystems, oraz Wydawnictwo Springer. Sponsorami konferencji byli Wydział Fizyki Astronomii i Informatyki Stosowanej Uniwersytetu Jagiellońskiego, Europejskie Towarzystwo Fizyczne oraz Miasto Kraków.

Odnośniki

- [1] Co trzy lata konferencja EGAS łączy się z *European Conference on Atoms Molecules and Photons* (ECAMP). W 2019 roku 13. konferencja ECAMP będzie organizowana w dniach 8–12 kwietnia we Florencji (www.ecamp13.org). Jak twierdzą przyszli organizatorzy, ta nietypowa data (tradycją jest organizowanie konferencji EGAS i ECAMP w miesiącach letnich, najczęściej w lipcu) umożliwi uczestnikom ominięcie szczytu turystycznego.
- [2] P.E. Noorman, *Atomic Spectroscopy*, *Europhysics News*, Vol. 1, No. (5), 1969, p. 7, <https://doi.org/10.1051/epn/19690105007>.
- [3] Pełny program konferencji 50th EGAS razem „Książką ze streszczeniami” i dokumentacją zdjęciową znaleźć można w Internecie pod adresem <http://www.egas50.org>.

NAGRODY POLSKIEGO TOWARZYSTWA FIZYCZNEGO

W czasie odbywającego się we Wrocławiu, 44 Zjazdu Fizyków Polskich, Polskie Towarzystwo Fizyczne przyznało następujące nagrody i wyróżnienia za rok 2017:

1. Medal Mariana Smoluchowskiego został przyznany prof. dr hab. Jerzemu Lukierskiemu (Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Wrocławskiego) za *wybitny wkład do opisu oddziaływań fundamentalnych i rozwoju fizyki matematycznej w Polsce.*

2. Nagrodę Naukową PTF im. Wojciecha Rubinowicza otrzymał dr hab. Grzegorz Sęk (Wydział Podstawowych Problemów Techniki Politechniki Wrocławskiej) za *pionierskie badania własności optycznych i ekscytonowych nowych nanostruktur epitaksjalnych emitujących w zakresie bliskiej podczerwieni.*

3. Nagrodę PTF za rozprawę doktorską otrzymał dr Radosław Chrapkiewicz (wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego) za rozprawę pt. „Generation and characterization of spatially structured few-photon states of light”, wykonaną pod kierunkiem dr hab. Wojciecha Wasilewskiego.

4. Dr inż. Bartosz Bursa (Wydział Fizyki Technicznej Politechniki Poznańskiej) otrzymał **Wyróżnienie** za rozprawę pt. „Spektroskopowe i termodynamiczne badania chromoforów porfirynopodobnych dla potencjalnych zastosowań w optoelektronice”, wykonaną pod kierunkiem prof. dr hab. Danuty Wróbel.

5. Nagrodę PTF za pracę magisterską im. Arkadiusza Piekary otrzymał mgr Kajetan Niewczas (Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Wrocławskiego) za pracę pt. „Impact of Correlated Nucleon Pairs on Neutrino-Nucleus Interac-

tions” (promotor prof. dr hab. Jan Sobczyk).

6. Wyróżnienia za pracę magisterską otrzymali:

► mgr Jan Leśnicki (Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej Akademii Górniczo-Hutniczej w Krakowie) za pracę pt. „Operacja spinowe w kropkach kwantowych” (opiekun: prof. dr hab. inż. Bartłomiej Szafran)

► mgr Katarzyna Rusiecka (Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej Uniwersytetu Jagiellońskiego) za pracę pt. „Prompt-gamma emission in hadron therapy – medical and physical aspects” (promotor dr Aleksandra Wrońska).

7. Nagrodę PTF za Popularyzację Fizyki i medal im. Krzysztofa Ernsta otrzymał dr hab. Piotr Sułkowski (Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego) za:

► rozwinięcie i utrwalenie przedsięwzięcia popularyzatorskiego „Zapytaj fizyka” (<https://zapytajfizyka.fuw.edu.pl/>), które osiągnęło wielowątkową skalę oddziaływania na wszystkie środowiska społeczne, najpierw w Warszawie, a później w całej Polsce poprzez media tradycyjne oraz internet,

► inicjatywy profesjonalnie reklamujące inicjatywę wykładów „Zapytaj fizyka” w mediach tradycyjnych oraz internetowych a także w inny sposób (np. w środkach komunikacji miejskiej),

► osobisty udział w popularyzacji poprzez wygłaszanie wykładów, udział w audycjach telewizyjnych, radiowych i internetowych, przygotowanie artykułów popularnonaukowych a także za koordynację zespołu fizyków odpowiadających na setki nadchodzących

pytań od zainteresowanej fizyką publiczności.

8. Nagrodę PTF I stopnia im. Grzegorza Białkowskiego dla wyróżniających się nauczycieli i Medal im. Grzegorza Białkowskiego otrzymała dr Anna Kaczorowska (Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego), za *szczególne zasługi dla oświaty i wychowania, w szczególności w zakresie działalności dydaktycznej i wychowawczej na rzecz młodzieży oraz kształcenia i doskonalenia nauczycieli.*

9. Nagrodę PTF II stopnia dla wyróżniających się nauczycieli otrzymał mgr Piotr Kononowicz (nauczyciel fizyki pracujący w różnych szkołach lubelskich), za *zaangażowanie w pracę z uczniami zainteresowanymi fizyką.*

10. Nagrodę PTF III stopnia dla wyróżniających się nauczycieli otrzymał mgr Andrzej Majewski (nauczyciel w Zespole szkół Licealnych im. Bolesława Chrobrego w Leżajsku) za *skuteczność i wysoki poziom nauczania w zakresie fizyki i informatyki oraz ich zastosowań w technologii.*

11. Wyróżnienia otrzymali:

► mgr Dariusz Bossowski (Zespół Szkół Ogólnokształcących nr 2 w Białymstoku) za *wysoki poziom nauczania oraz zaangażowanie w pracę z uczniami zainteresowanymi*

► mgr Agnieszka Bójko (Zespół Szkół nr 17 im. Zawiszków Proporca „Victoria” i Społ. Gimnazjum nr 4) za *różnorodność działań służące rozbudzeniu zainteresowań naukowych wśród uczniów.*

Gratulujemy wszystkim nagrodzonym i wyróżnionym.

Zarząd Główny PTF

KRONIKA POLSKIEGO TOWARZYSTWA FIZYCZNEGO

/Warszawa/ 1 sierpnia 2017 roku odbyło się uroczyste wręczenie nagród przyznawanych przez Polskie Towarzystwo Fizyczne. Więcej na ten temat znajdziecie Państwo w niniejszym zeszycie na stronie ...

/Warszawa/ 6 lipca odbył się kolejny wykład na Wydziale Fizyki UW. Prelegentem był prof. Carlo Rovelli, który wygłosił wykład z serii „Zapytaj fizyka” pt. „What is time”. Relację fotograficzną z wykładu można zobaczyć na stronie zapytajfizyka.fuw.edu.pl/wyklady/carlo-rovelli/

/Warszawa/ Senat RP w ramach obchodów Roku Mariana Smoluchowskiego w PTF uczcił genialnego fizyka polskiego uroczystą sesją, wystawą oraz specjalnym sympozjum. Wystawę „Pod przewodnią gwiazdą nauki. Marian Smoluchowski – w stulecie śmierci”, przygotowaną przez Muzeum Uniwersytetu Jagiellońskiego, Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej UJ, Polskie Towarzystwo Fizyczne we współpracy z Komisją Nauki, Edukacji i Sportu. Otworzył ją 28 czerwca br. Marszałek Stanisław Karczewski. Z kolei 30 czerwca 2017 r. przypomniano w Senacie RP postać Mariana Smoluchowskiego konferencją „W 100. rocznicę śmierci Mariana Smoluchowskiego – genialnego polskiego fizyka”, zorganizowaną przez Komisję Nauki, Edukacji i Sportu wspólnie z Polskim Towarzystwem Fizycznym. Celem senackiego spotkania było przybliżenie biografii i osiągnięć Mariana Smoluchowskiego. O jego życiu, dorobku i dziedzictwie naukowym i filozoficznym mówili podczas konferencji profesorowie: Bogdan Cichocki (Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego), Ewa Gudowska-Nowak (Wydziału Fizyki, Astronomii i Informatyki

Stosowanej UJ) oraz Zenon Roskal (Wydziału Filozofii KUL).

/Warszawa/ W trakcie sesji 28–29 czerwca Senat RP podjął Uchwałę w 100. rocznicę śmierci Mariana Smoluchowskiego – genialnego polskiego fizyka. W uchwale przypomniano, że 5 września 2017 r. minie 100 lat od przedwczesnej śmierci Mariana Smoluchowskiego, jednego z najwybitniejszych światowych uczonych przełomu XIX i XX w. Podkreślono również jego umiłowanie Polski, w tym wielki szacunek dla języka polskiego, polskiej przyrody i polskiej kultury. Izba wyraziła przekonanie, że przywołanie postaci Mariana Smoluchowskiego w 100-lecie jego śmierci winno się stać okazją do wprowadzenia jego osoby do przestrzeni publicznej, szczególnie szkół i uczelni, zaś „Bliższe poznanie jego życiorysu i osiągnięć będzie ważną lekcją polskiego wkładu do nauki światowej. Piękna postawa polskiego patriotyzmu, prezentowanego przez światowej klasy polskiego uczonego niech stanie się inspiracją dla młodego pokolenia i całego społeczeństwa”. Uchwałę Izba przyjęła jednogłośnie z inicjatywy senatora Kazimierza Wiatra.

/Wrocław/ Rektor Politechniki Wrocławskiej profesor Cezary Madryas podjął decyzję o uczczeniu Mariana Smoluchowskiego postumentem usytuowanym na kampusie Politechniki u zbiegu ulic Mariana Smoluchowskiego i Ignacego Łukasiewicza. Uroczyste odsłonięcie pomnika nastąpiło w trakcie 49. Zjazdu Fizyków Polskich.

/Warszawa/ 11 lipca zakończyły się wybory do władz PTF na kadencję 2018-2021. Prezesem wybrany został

prof. Leszek Sirko (oddział warszawski), a sekretarzem generalnym prof. Bogdan Kowalski (oddział warszawski).

/Wrocław/ 12 września 2017 w Centrum Kongresowym Politechniki Wrocławskiej odbyło się Walne Zebranie Delegatów PTF.

/Szklarska Poręba/ W dniach 20–22 października odbyła się druga edycja Ogólnopolskiej Studenckiej Fizyczno-Optycznej Konferencji (FOKA) w Szklarskiej Porębie. Konferencja rozpoczęła się na Politechnice Wrocławskiej, gdzie zostały wygłoszone dwa wykłady inauguracyjne: „Surface Relief Gratings: experiments, physical scenarios and photoinduced (anomalous) dynamics of functionalized polimer chains” przez prof. dr hab. Antoniego C. Mitusia oraz „Kondensacja oddziałujących fotonów” przez dr inż. Macieja Pieczarkę. Następnie, w Szklarskiej Porębie, miały miejsce prezentacje uczestników oraz sesja plakatowa.

FOKA jest wydarzeniem poświęconym fizyce, optyce i ich zastosowaniom w innych dziedzinach nauki i techniki. Konferencja organizowana jest przez Koło Naukowe Fizyków Nabla oraz Koło Naukowe NANOin działające przy Wydziale Podstawowych Problemów Techniki Politechniki Wrocławskiej. Wydarzenie skierowane jest do studentów i doktorantów. Głównym celem konferencji jest umożliwienie młodszym uczestnikom zdobycia pierwszych doświadczeń w prezentacji wyników badań przed szerszym gronem odbiorców. Ogólnopolski charakter konferencji ma natomiast zapewnić uczestnikom możliwość poszerzenia bazy kontaktów i wymianę doświadczeń. Zapraszamy do odwiedzenia oficjalnej strony konferencji: <http://www.foka.pwr.edu.pl/>.

/Singapur/ Złoty medal dla polskiej drużyny w XXX Międzynarodowym Turnieju Młodych Fizyków – International Young Physicists' Tournament – IYPT 2017, który odbył się w Singapurze w dniach 5–12 lipca 2017 r. W Turnieju brały udział drużyny z 31 krajów. Polskę reprezentowała drużyna Klubu Naukowego Fenix - zwycięzca Turnieju Młodych Fizyków 2017 rozegranego 8 kwietnia w Instytucie Fizyki Polskiej Akademii Nauk w Warszawie – składająca się z licealistów uczęszczających do szkół w Warszawie i Opolu. W skład drużyny wchodził uczniowie pierwszych i drugich klas: Marcin Augustynowicz (kapitan drużyny), Bartłomiej Lewandowski (XIV Liceum Ogólnokształcące im. Stanisława Staszica w Warszawie), Adam Grzela (XXXIII Liceum Ogólnokształcące im. Mikołaja Kopernika w Warszawie), Michał Kubacki i Filip Kubacki (2 Publiczne Liceum Ogólnokształcące w Opolu). Drużynę prowadzili i przygotowali do rozgrywek: Radosław Waszkiewicz student University of Cambridge i Łukasz Gładczuk doktorant University of Oxford. Po etapie „potyczek eliminacyjnych”, w których uczestniczyły wszystkie drużyny, polska drużyna znalazła się na trzeciej pozycji i zakwalifikowała się do finału zapewniając sobie w ten sposób złoty medal. Finał IYPT został rozegrany 10 lipca br. pomiędzy drużynami Chin, Węgier, Polski i Singapuru. Najlepsza zarówno w „potyczkach selekcyjnych”, jak i w finale okazała się drużyna z Singapuru, która (powtarzając sukces z poprzednich lat) oprócz złotych medali otrzymała puchar IYPT. Pozostali finaliści udekorowani złotymi medalami, to drużyny

Węgier (miejsce 4) i Chin (miejsce 2). Srebrne medale zdobyły drużyny Nowej Zelandii, Tajwanu, Niemiec, Brazylii, Czech. Brązowe medale przypadły w udziale drużynom Słowacji, Austrii, Tajlandii, Szwajcarii, Kanady, Korei Południowej. Więcej informacji o XXX Międzynarodowym Turnieju Młodych Fizyków w Singapurze można znaleźć na stronie <http://iypt2017.nus.edu.sg> oraz na stronie <http://tmf.org.pl>.

/Bydgoszcz/ 23 października na Uniwersytecie Technologiczno-Przyrodniczym odbyło się II International Symposium „RCI – Jan Czochrański Innovation and Technology Space”.

/Warszawa/ 20 października 2017 roku zmarł Profesor Adam Sobieczewski, światowej klasy ekspert w dziedzinie teoretycznej fizyki jądrowej, do ostatnich dni aktywny członek Polskiego Towarzystwa Fizycznego. W latach 1977–2003 był Redaktorem Naczelnym pisma PTF „Postępy Fizyki” pozostając potem jego redaktorem honorowym.

/Warszawa/ 23 listopada na Wydziale Fizyki UW odbył się kolejny wykład „Zapytaj fizyka”, zatytułowanym „Fale grawitacyjne – Nobel 2017”, który wygłosiła prof. Dorota Gondek-Rosińska. Więcej na zapytajfizyka.fuw.edu.pl/wyklady/dorota-gondek-rosinska/

/Warszawa/ W dniu 27 listopada 2017 roku, w gmachu Wydziału Fizyki UW, odbyło się konwersatorium im. Jerzego Pniewskiego,

na którym dr Michał Kosiński (Uniwersytet Stanforda) wygłosił referat zatytułowany: „Creating psychological profiles from people's digital footprints”.

/Warszawa/ W dniu 18 grudnia 2017 roku w gmachu Wydziału Fizyki UW, odbyło się konwersatorium im. Jerzego Pniewskiego, na którym prof. Joanna Kiryłuk (Stony Brook University, USA) wygłosiła referat zatytułowany: „Ice fishing for neutrons at the south pole”.

/Katowice/ W dniu 23 listopada 2017 roku w pracowni fizyki Pałacu Młodzieży w Katowicach przeprowadzono finał Konkursu na pracę badawczą z fizyki „Spinerek”, I etapu Ogólnopolskiej Konferencji Młodych Naukowców, zorganizowanego pod patronatem Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Ogólnopolska Konferencja Młodych Naukowców to indywidualne zawody dotyczące badań naukowych i prezentacji prowadzonych przez uczniów, które są oceniane przez jury. Polega ona na samodzielnym wykonaniu i przygotowaniu badań oraz omówieniu prezentacji multimedialnych w języku polskim a następnie w języku angielskim. W Finale konkursu w języku polskim, wzięło udział 26 uczniów. Jury przyznało 12 uczniom tytuł laureata w dwóch kategoriach – 8 uczniom w konkursie na pracę badawczą z fizyki oraz 4 uczniom w konkursie „Spinerek”. Laureatom wręczono dyplomy oraz nagrody ufundowane przez Polskie Towarzystwo Fizyczne, oddział katowicki.

Postępy Fizyki

CZASOPISMO NAUKOWE POLSKIEGO TOWARZYSTWA FIZYCZNEGO
 POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU WIEDZY FIZYCZNEJ

W latach 2014–2017 ukazały się następujące zeszyty *Postępów Fizyki*.

