POSTĘPY FIZYKI

CZASOPISMO NAUKOWE POLSKIEGO TOWARZYSTWA FIZYCZNEGO
POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU WIEDZY FIZYCZNEJ

1 / 2024
TOM 75

nr indeksu 369721
ISSN 0032-5430

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE (PTF)

www.ptf.net.pl

BIURO ZARZĄDU

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

POSTĘPY FIZYKI (PF)

CZASOPISMO NAUKOWE POLSKIEGO TOWARZYSTWA FIZYCZNEGO POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU WIEDZY FIZYCZNEJ

ukazuje się od 1949 roku

www.ptf.net.pl

Redakcja „Postępy Fizyki" – Wydział Fizyki UW
Pasteura 5, pok. 2.80 (2.piętro), 02-093 Warszawa
e-mail: postepy.fizyki@ptf.net.pl

INFORMACJE DLA AUTORÓW

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

PRENUMERATA 2024 DLA PODMIOTÓW ZEWNĘTRZNYCH

- cena pojedynczego numeru PF wynosi 29,70 PLN (w tym 8% VAT)
- cena prenumeraty rocznika (4 numery z 9% rabatem) – 108,00 PLN (w tym 8% VAT)
- **koszty wysyłki czasopisma pokrywa zamawiający**
- zamówienie prenumeraty należy wysłać na adres postepy.fizyki@ptf.net.pl

Szczegółwe warunki prenumeraty PF znaleźć można na stronie internetowej PTF https://www.ptf.net.pl/PF/prenumerata

Cena pojedynczego, archiwalnego numeru PF opublikowanego do końca 2019 roku (tj. do tomu 70 włącznie) wynosi 12,00 PLN brutto **+ koszty wysyłki**.

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

Wydawca: Polskie Towarzystwo Fizyczne

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

Szanowni Czytelnicy, POSTĘPY FIZYKI ukazują się od **75 lat!**

W pierwszym numerze 75 tomu, tj. rocznika 2024 znajdą Państwo trzecią – ostatnią część porad Piotra Chankowskiego, jak uczyć kwantowej teorii pola. Autor jest otwarty na dyskusję na ten temat (jego adres znaleźć można w przypisie na s. 2). Wspominamy także trzech fizyków:

- zapomnianego noblistę Józefa Rotblata, który zwykł mówić o sobie, że jest Polakiem z brytyjskim paszportem i któremu zdecydowanie należy się w Polsce tablica pamiątkowa;
- świetnego fizyka, cenionego i znanego w świecie uczonego Ryszarda Sosnowskiego – naszego człowieka w CERN.
- pioniera fizyki teoretycznej na ziemiach polskich Władysława Natansona;

Ponadto publikujemy podsumowanie niedawno przeprowadzonej ankiety dotyczącej **misji** Polskiego Towarzystwa Fizycznego i choć to nie jest artykuł nawiązujący do zagadnień ściśle fizycznych, to może Państwa zainteresować. Zachęcam do lektury

redaktor naczelna

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

PF są dostępne bezpłatnie **w wersji elektronicznej:**
https://www.ptf.net.pl/PF/archiwum

Spis treści PF (od 1949):
https://www.ptf.net.pl/PF/spis-treści

Informacje dla autorów PF:
https://www.ptf.net.pl/PF/autorzy

Próba bomby wodorowej Castle Bravo przeprowadzona przez Amerykanów na Atolu Bikini (Wyspy Marshalla, Ocean Spokojny) siedemdziesiąt lat temu

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

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

część 3*

Piotr Chankowski**

Instytut Fizyki Teoretycznej, Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

Abstrakt. Wbrew wrażeniu jakie można odnieść z większości standardowych podręczników, równania falowe Diraca, Kleina–Gordona i inne nie są podstawą kwantowej teorii pola. W niniejszym artykule staram się pokazać, jak powinna być ona poprawnie formułowana i omawiam pewne jej aspekty, które na ogół nie są przedstawiane właściwie. Celem artykułu jest spowodowanie zmiany w nauczaniu kwantowej teorii pola. Tekst został podzielony na trzy części. W niniejszej części 3 (i ostatniej) omawiam przepis LSZ pozwalający wyznaczać elementy macierzy S i inne wielkości fizyczne bez czynienia zwykłych, bardzo restrykcyjnych założeń oraz zalety i słabości formułowania kwantowej teorii pola za pomocą całek po trajektoriach.
Słowa kluczowe: cząstki, pola, kwantowa teoria pola, równania falowe, renormalizacja, redukcja LSZ, całki po trajektoriach

Abstract. Despite the impression that can be gained from most of the standard textbooks, Dirac, Klein-Gordon and other wave equations do not constitute the basis of quantum field theory. In this article I attempt to show how it should be formulated properly and discuss some of its aspects which usually are presented unsatisfactorily. The aim of the text is to cause the change in the way quantum field theory is taught. The text is split into three parts. In this part 3 (the last one) I discuss the LSZ prescription which allows to extract S-matrix elements without making the usual, very restrictive assumptions and advantages and weak sides of formulating quantum field theory with the help of path integrals.
Keywords: particles, fields, quantum field theory, wave equations, renormalization, LSZ reduction, path integrals

„Serce" kwantowej teorii pola – przepis „redukcyjny" Lehmana, Symanzika i Zimmermana (LSZ)

W poprzednich dwóch częściach omówiłem dwa sformułowania kwantowej teorii pola: jako teorii oddziałujących cząstek (relatywistycznych lub nie) i jako kwantowej teorii układu, którym jest pole (lub pola), oraz fizyczny sens procedury renormalizacji. Wyjaśniłem, że w obu podejściach wyznaczanie elementów macierzy S przedstawiane w standardowych podręcznikach (zapewne z powodów historycznych) wykorzystuje niejawnie silne, na ogół niespełnione, założenie o ścisłej odpowiedniości stanów własnych pełnego hamiltonianu $H_0 + V_{\text{int}}$ teorii z oddziaływaniem i hamiltonianu swobodnego H_0. Teraz wypada zająć się wreszcie problemem, jak ogólnie, nie robiąc tego restrykcyjnego założenia, powinno się w ramach kwantowej teorii pola wyznaczać wielkości mierzalne (tzn. te, które są skończone tylko dzięki renormalizacji parametrów teorii), takie jak masy „ubranych" cząstek, elementy macierzy S, czy elementy macierzowe między stanami *in* i *out* operatorów reprezentujących prądy Noether różnych symetrii. Okazuje się, że w tym celu należy wykorzystać n-punktowe funkcje Greena[1] zdefiniowane jako wartości oczekiwane w stanie podstawowym $|\Omega\rangle$ pełnego hamiltonianu H teorii chronologicznie uporządkowanych iloczynów n heisenbergowskich, elementarnych bądź złożonych, operatorów $O^H_{l_i}(x_i)$

$$iG^{(n)}_{l_1,\ldots,l_n}(x_1,\ldots,x_n) = \langle\Omega|\mathrm{T}[O^H_{l_1}(x_1)\ldots O^H_{l_n}(x_n)]|\Omega\rangle\,.$$

*część 1: *Postępy Fizyki* **74** (**3**) 5 (2023)
część 2: *Postępy Fizyki* **74** (**4**) 5 (2023)
**ORCID: 0000-0002-8897-3426
Kontakt z autorem: Piotr.Chankowski@fuw.edu.pl

1. Ściślej rzecz ujmując, części spójne funkcji Greena – można je zdefiniować nie odwołując się do diagramów Feynmana.

T oznacza operację uporządkowania według wzrastających z prawa na lewo wartości x_i^0, a wskaźniki $_{l_i}$ poszczególnych operatorów odpowiadają zarówno ich właściwościom transformacyjnym ze względu na grupę Lorentza, jak i grupy symetrii wewnętrznych (globalnych i/lub cechowania). Funkcje takie można zdefiniować w obu omówionych sformułowaniach kwantowej teorii pola. Co więcej, nie zakłada się przy tym, jakie cząstki reprezentują stany własne pełnego hamiltonianu (ani, czy w ogóle stany te mogą mieć interpretację stanów *in* i *out* odpowiadających jakimś cząstkom). Jedyne co się przyjmuje, co i tak jest podstawowym wymogiem, jaki musi spełniać każdy sensowny model mechaniki kwantowej, to istnienie (normalizowalnego) stanu podstawowego $|\Omega\rangle$.

Wykorzystując właściwości iloczynu chronologicznego oraz podstawowe zasady mechaniki kwantowej (możliwość zapisania operatora jednostkowego w postaci sumy rzutów na podprzestrzenie własne H) można pokazać, że jeśli istnieje stan własny $|\mathbf{p}, \sigma, m_{\rm ph}\rangle$ pełnego hamiltonianu teorii mający, ze względu na swoje właściwości transformacyjne pod działaniem symetrii Poincarégo interpretację stanu pojedynczej (stabilnej) cząstki o masie $m_{\rm ph}$ i spinie s, to transformata Fouriera $i\tilde{G}^{(n)}_{l_1,\dots,l_n}(p_1,\dots,p_n)$ zdefiniowanej wyżej funkcji Greena (jej spójnej części) potraktowana jak funkcja czteropędów p_i ma, jeśli tylko nie znika element macierzowy $\langle\mathbf{p}, \sigma, m_{\rm ph}|O^H_{l_i}(0)|\Omega\rangle$, biegun prosty w $p_i^2 = m^2_{\rm ph}$ i biegun ten pochodzi od granicy $x_i^0 = \infty$ lub $-\infty$ osiąganej przy całkowaniu po d^4x_i przy obliczaniu transformaty Fouriera.[2] Szczególnie prosty jest przypadek dwupunktowej funkcji Greena, tj. funkcji operatora O_i^H (elementarnego bądź złożonego) i jego hermitowskiego sprzężenia $O_i^{H\dagger}$, bo jeśli ma ona jako funkcja p^2 taki biegun, to jego residuum dane wyrażeniem

$$i\sum_\sigma\langle\Omega|O_i^H(0)|\mathbf{p}, \sigma, m_{\rm ph}\rangle\langle\mathbf{p}, \sigma, m_{\rm ph}|O_i^{H\dagger}(0)|\Omega\rangle$$

jest, z dokładnością do zależnego od szczegółów teorii (tj. od oddziaływania) stałego i rzeczywistego czynnika $\mathcal{Z}_O$, wyznaczone jednoznacznie (znów jest to problem czysto teoriogrupowy) przez właściwości transformacyjne przy przekształceniach Poincarégo operatora $O_i^H(x)$ oraz stanu $|\mathbf{p}, \sigma, m_{\rm ph}\rangle$ pojedynczej fizycznej cząstki o masie $m_{\rm ph}$, pędzie $\mathbf{p}$ i rzucie spinu σ. Z dokładnością do $\mathcal{Z}_O$ musi więc być ono dane iloczynem $u_i(\mathbf{p}, \sigma)u_j^*(\mathbf{p}, \sigma)$ (lub $v_i^*(\mathbf{p}, \sigma)v_j(\mathbf{p}, \sigma)$, jeśli cząstkę uważamy za antycząstkę, co jest oczywiście sprawą umowy) funkcji $u_i(\mathbf{p}, \sigma)$ lub $v_i(\mathbf{p}, \sigma)$ występujących w operatorze pola transformującym się tak jak $O_i^H(x)$, który można by było bezpośrednio z tą cząstką związać w sensie omówionym przy okazji formułowania kwantowej teorii pola jako teorii oddziałujących cząstek, zastępując tylko operatory kreacji i anihilacji cząstek „gołych” analogicznymi operatorami kreującymi i anihilującymi cząstkę „fizyczną” w stanie *in* lub *out* ze stanu podstawowego $|\Omega\rangle$ pełnego hamiltonianu teorii.

Tak więc analiza dwupunktowych funkcji Greena różnych operatorów pozwala w zasadzie ustalić, jakie cząstki będą reprezentowane przez stany asymptotyczne *in* i *out* pełnego hamiltonianu danej teorii (i czy w ogóle ma on takie stany). Wynika stąd, jako że funkcje Greena operatorów pól elementarnych mogą nie mieć biegunów prostych, a z kolei takie bieguny mogą mieć funkcje Greena operatorów złożonych (tak jest np. w chromodynamice kwantowej) i co więcej, biegun odpowiadający danej „fizycznej” cząstce na ogół wystąpi w funkcjach Greena różnych operatorów $O_i^H(x_i)$ (np. w teorii pojedynczego samooddziałującego pola skalarnego biegun odpowiadający tej samej cząstce bezspinowej wystąpi w dwupunktowych funkcjach Greena operatorów $\hat{\varphi}_H(x)$, $\hat{\varphi}^3_H(x)$, $\hat{\varphi}^5_H(x), \dots$, a także $\partial_\mu\hat{\varphi}_H(x)$, etc., przy czym każdy operator $\hat{\varphi}_H(x)$ może tu odpowiadać inaczej przeskalowanemu polu – inne będą tylko czynniki $\mathcal{Z}_O$ i, w przypadku operatora $\partial_\mu\hat{\varphi}_H(x)$, funkcje u_i), że jeśli w ogóle można przydać jakiś sens tzw. „dualizmowi cząstka-pole”, jaki rzekomo ma wynikać z kwantowej teorii pola, to nie jest on taki prosty i bezpośredni, jak to się zwykle przyjmuje, zwłaszcza przy okazji popularyzacji fizyki cząstek elementarnych. Analiza dwupunktowych funkcji Greena pozwala też wyznaczyć masy fizycznych cząstek lub wyrazić przez te masy „gołe” parametry działania (tak jak to wyjaśniałem przy okazji dyskusji sensu renormalizacji) oraz czynniki $\mathcal{Z}_O$ (które, nie będąc same wielkościami fizycznymi, nie muszą być skończone) odpowiadające różnym operatorom, których można użyć w wielopunktowych funkcjach Greena, by otrzymać z nich elementy macierzy S lub elementy macierzowe (między stanami *in* i *out*) wyróżnionych tu wcześniej operatorów.

Wielokrotne zastosowanie kolejno do wszystkich argumentów (do linii zewnętrznych w jej graficznym przedstawieniu) transformaty Fouriera danej n-punktowej (spójnej) funkcji Greena, tj. funkcji $n \geq 4$ ustalonych operatorów $O_i^H(x_i)$, tego samego chwytu polegającego na sfaktoryzowaniu w granicy $p_i^2 \to m^2_{\rm ph}$ bieguna odpowiadającego w położeniowej reprezentacji funkcji Greena granicy $x_i^0 \to -\infty$ (jeśli cząstka lub antycząstka ma należeć do stanu *in* lub $x_i^0 \to +\infty$, jeśli do stanu *out*) prowa-

2. Bardziej ogólnie funkcja Greena może mieć też biegun prosty jako funkcja $q^2 = (p_1 + \dots + p_r)^2$, tj. niezmienniczego kwadratu sumy kilku czteropędów ($1 \leq r \leq n$) – bieguny takie pochodzą od obszaru całkowania, w którym $x_1^0, \dots, x_r^0$ jednocześnie dążą do $-\infty$ lub $+\infty$, a $\mathbf{x}_1, \dots, \mathbf{x}_r$ stają się takie same; odpowiadają one trwałym stanom związanym cząstek, które w omawianym w tekście sensie można uznać za związane z iloczynem $O^H_{l_1}\dots O^H_{l_r}$ operatorów – np. w ten sposób w funkcjach Greena operatorów elementarnych elektrodynamiki elektronów i mionów powinien ujawniać się biegun odpowiadający stabilnemu stanowi związanemu $e^-\mu^+$ lub $e^+\mu^-$.

dzi, jak można zobaczyć, do przedstawienia jej w postaci zsumowanego po wszystkich zmiennych spinowych iloczynu elementu macierzy S (odpowiadającego przejściu zadanego zestawu „fizycznych" cząstek i antycząstek w $t = -\infty$ o określonych masach, pędach i rzutach spinu w inny zestaw takich cząstek i antycząstek w $t = \infty$) oraz czynników $i\mathcal{Z}_{O_i}^{1/2} u_l^*(\mathbf{p}, \sigma, m_{\text{ph}})/(q_i^2 - m_{\text{ph}}^2 + i0)$ na każdą cząstkę w stanie *out* (v_l zamiast u_l^*, gdy jest to antycząstka) lub $i\mathcal{Z}_{O_i}^{1/2} u_l(\mathbf{p}, \sigma, m_{\text{ph}})/(q_i^2 - m_{\text{ph}}^2 + i0)$ na każdą cząstkę w stanie *in* (v_l^* zamiast u_l, gdy jest to antycząstka). Jeśli natomiast takie faktoryzowanie biegunów zastosować do wszystkich argumentów funkcji Greena z wyjątkiem jednego, to zamiast elementu macierzy S otrzyma się element macierzowy operatora odpowiadającego „pozostawionemu" argumentowi pomiędzy stanami *in* i *out*; interesujące są tu zazwyczaj operatory takie jak zachowane prądy Noether albo specjalnie skonstruowane „zrenormalizowane" operatory, o których wspominałem przy omawianiu renormalizacji. Tak więc użycie w n-punktowej funkcji Greena znanych (z obliczenia odpowiednich dwupunktowych funkcji Greena) czynników $\mathcal{Z}_{O_i}$ operatorów $\hat{O}_{l_i}$ pozwala w zasadzie wydzielić z niej elementy macierzy S lub elementy macierzowe pomiędzy stanami *in* i *out* konkretnych operatorów, przy czym z jednej i tej samej funkcji Greena można otrzymać elementy macierzy S odpowiadające różnym procesom lub różne elementy macierzowe „pozstawionego" operatora, wiążące się jedne z drugimi tzw. przekształceniem krzyżowania polegającym na zastępowaniu jakiejś cząstki w stanie *in* jej antycząstką w stanie *out* lub na odwrót, co odpowiada badaniu granicy $x_i^0 = \infty$ zamiast granicy $x_i^0 = -\infty$, lub na odwrót, odpowiedzialnej za występowanie odpowiedniego bieguna funkcji Greena.

Kroki jakie trzeba wykonać przy wyprowadzaniu sfaktoryzowanej postaci fourierowskiej reprezentacji funkcji Greena pozwalają także dostrzec kluczową rolę, jaką pełni „lokalność" kwantowej teorii pola – jest ona konieczna, by na pewnym etapie tego wyprowadzenia można było zastąpić elementy macierzowe typu

$$\langle(\mathbf{p}_1'\sigma_1', \mathbf{p}_2'\sigma_2')_{in}|\hat{O}_{l_2}^H(x_2)|(\mathbf{p}_1\sigma_1)_{in}\rangle,$$

sfaktoryzowanymi wyrażeniami postaci

$$\begin{aligned}\langle(\mathbf{p}_1'\sigma_1')_{in}|(\mathbf{p}_1\sigma_1)_{in}\rangle \times \langle(\mathbf{p}_2'\sigma_2')_{in}|\hat{O}_{l_2}^H(x_2)|\Omega\rangle \\ = \delta_\Gamma^{(3)}(\mathbf{p}_1' - \mathbf{p}_1)\,\delta_{\sigma_1'\sigma_1} \times \mathcal{Z}_O\, e^{ip_2x_2} u_{l_2}^*(\mathbf{p}_2, \sigma_2),\end{aligned}$$

gdzie symbol $\delta_\Gamma^{(3)}$ oznacza funkcję delta Diraca odpowiadającą relatywistycznie niezmienniczej mierze na przestrzeni pędów. Faktoryzacja ta wykorzystuje fakt, że jeśli cząstki przed oddziaływaniem (lub po nim) są, tak jak w realnych eksperymentach, zlokalizowane w przestrzeni daleko od siebie (tzn. stan każdej z nich nie charakteryzuje się ściśle określonym pędem, lecz jest pewną superpozycją takich stanów o niewielkiej dyspersji wokół pewnej wartości średniej), to operator $O_{l_2}^H$ o argumencie $\mathbf{x}_2$ odpowiednim do tego, gdzie znajduje się zlokalizowana cząstka, anihiluje (lub kreuje) ją, tak jak gdyby innych cząstek w ogóle nie było i dlatego można ten operator napisać pomiędzy stanem cząstki i próżni. Ten aspekt tzw. redukcji LSZ nie jest widoczny, gdy się ją przeprowadza, tak jak zwykle w podręcznikach (np. Bjorkena i Drella, Itzyksona i Zubera), posługując się wyłącznie położeniowym przedstawieniem funkcji Greena.[3]

Łatwo teraz zrozumieć, przynajmniej w sytuacji, gdy elementy macierzy S otrzymać można z funkcji Greena operatorów pól elementarnych, że muszą one być skończone, nawet jeśli korzysta się z operatorów niezrenormalizowanych (tych niby jedynych „kanonicznych") lub przeskalowanych dowolnie. Istotnie, jeśli wszystkie funkcje Greena operatorów elementarnych można uczynić skończonymi („zrenormalizować") wybierając odpowiednie przeskalowania (czynniki Z „renormalizacji funkcji falowych"), to skończone będą (otrzymywane ze skończonych funkcji dwupunktowych) czynniki $\mathcal{Z}$ tak przeskalowanych operatorów i oczywiście także elementy macierzy S otrzymywane przy ich użyciu z innych skończonych wielopunktowych funkcji Greena. Ponieważ jednak funkcje Greena nieprzeskalowanych (czy przeskalowanych inaczej) operatorów elementarnych są związane z funkcjami Greena operatorów „zrenormalizowanych" tylko przez pomnożenie przez odpowiedni iloczyn czynników $Z^{1/2}$, a dokładnie tak samo są ze sobą związane czynniki $\mathcal{Z}$ operatorów przeskalowanych i nieprzeskalowanych (czy przeskalowanych inaczej), jest jasne, że przeskalowania nie zmieniają elementów macierzy S – wszystkie związane z takimi przeskalowaniami zmiany funkcji Greena zmieniają tylko czynniki $\mathcal{Z}^{1/2}$, które trzeba z funkcji Greena i tak wydzielić, by otrzymać element macierzy S. Pozostaje to także prawdą, jeśli zamiast z operatorów elementarnych do otrzymania elementów macierzy S skorzysta

3. Weinberg w swojej *Teorii pól kwantowych* (t. I, *Podstawy*, PWN 1999) wykorzystuje przedstawienie fourierowskie, ale ogranicza się do pokazania, jak z funkcji Greena ekstrahować tylko jedną cząstkę, do czego założenie o lokalności nie jest potrzebne. Część niezbędnych dalszych rozumowań można odnaleźć w jego własnych wykładach z Brandais University (1970), ale trzeba do tego dojść samemu, ponieważ zapomniał podać odnośnik; przy tym i tak nie mówi wszystkiego co trzeba i nie wykorzystuje płynących z tych rozumowań wniosków, tak więc czytelnik jego podręcznika ma małe szanse dostrzec, jakie znaczenie ogólne ma przepis LSZ. Notabene we wstępie do swego dzieła pisze także o konieczności renormalizacji pól. Stwierdzenie to jest po prostu nieprawdziwe, a sposób w jaki w dalszej części (rozdział 10) przeprowadza i wyjaśnia tę renormalizację jest tak mętny, że czyni wielce prawdopodobną tezę, iż po prostu tego akurat problemu nie rozumiał.

się z funkcji Greena jednego lub więcej operatorów złożonych. Na przykład element macierzy S, odpowiadający w teorii samooddziałującego pola skalarnego elastycznemu rozpraszaniu na sobie dwóch bezspinowych cząstek, można otrzymać nie tylko z funkcji Greena $\langle\Omega|\mathrm{T}\varphi_H(x_1)\varphi_H(x_2)\varphi_H(x_3)\varphi_H(x_4)|\Omega\rangle$, ale także np. z funkcji Greena $\langle\Omega|\mathrm{T}\varphi_H^3(x_1)\varphi_H(x_2)\varphi_H(x_3)\partial_\mu\varphi_H(x_4)|\Omega\rangle$. Przy okazji warto też zauważyć, że jeśli zadziałać np. na występujący w takich funkcjach Greena operator $\varphi_H(x_2)$ czynnikiem $\partial^2_{x_2} + m^2_{\mathrm{ph}}$, w celu wyeliminowania z jej fourierowskiej reprezentacji czynnika $1/(p_2^2 - m^2_{\mathrm{ph}})$ (który, zgodnie z podanym przepisem, trzeba sfaktoryzować i usunąć, by otrzymać element macierzy S), to można przy obliczaniu powstającego w wyniku tej operacji elementu macierzowego skorzystać z heisenbergowskiego równania ruchu[4] $(\partial^2_{x_2} + m^2_{\mathrm{ph}})\varphi_H(x_2) = \lambda^{\mathrm{B}}\varphi_H^3(x_2)+$kontrczłony (postać kontrczłonów zależy od tego, jak w stosunku do „kanonicznego" pola φ jest przeskalowany operator φ_H). Skończone są także, po renormalizacji samych tylko parametrów teorii, obliczane według analogicznego przepisu elementy macierzowe wyróżnionych operatorów, jakimi są prądy Noether symetrii, lub operatorów „zrenormalizowanych".

Naszkicowany wyżej przepis LSZ, pozwalający otrzymać macierz S danego modelu kwantowej teorii pola z funkcji Greena jej operatorów heisenbergowskich, uwalnia nas w zasadzie od konieczności przyjęcia (zwykle nie dającego się spełnić) założenia o ścisłej odpowiedniości stanów *in* i *out* oraz stanów własnych H_0. Przepis, sformułowany tak ogólnie jak wyżej, pozostaje, oczywiście, do pewnego stopnia tylko formalny, ponieważ podstawową metodą analizowania modeli kwantowej teorii pola pozostaje dysonowski rachunek zaburzeń.[5] Jednak nawet w ramach rachunku zaburzeń, kiedy przyjmuje się, że amplitudy reakcji zachodzących między cząstkami reprezentowanymi przez prawdziwe stany *in* i *out* (tj. elementy macierzy S teorii) można otrzymać z funkcji Greena operatorów pól elementarnych, przepis LSZ jest tym, co uzasadnia posługiwanie się dowolnie przeskalowanymi (więc też i dowolnie zrenormalizowanymi) operatorami pól elementarnych i, w połączeniu z omówioną już dowolnością rozbicia „gołych" parametrów teorii na „zrenormalizowane" i kontrczłony, stosowanie dowolnych w zasadzie schematów renormalizacji (takich jak schemat „na powłoce masy", czy minimalne odjęcie). Wykorzystując to, że dowolną n-punktową spójną funkcję Greena można „rozłożyć" na funkcje dwupunktowe i tzw. jednocząstkowo nieredukowalne funkcje Greena $\Gamma^{(k)}$ o $2 < k < n$ (łatwo to wyjaśnić posługując się wykorzystywanymi w dysonowskim rachunku zaburzeń diagramami Feynmana, ale rozkład funkcji Greena na takie elementy można zdefiniować ogólnie bez odwoływania się do tego), przepis LSZ można sformułować w taki sposób, że obliczając (posługując się diagramami Feynmana) spójną funkcję Greena (a dokładnie jej transformatę Fouriera) należy całkowicie pominąć w powyższym rozkładzie dwupunktowe funkcje Greena odpowiadające jej liniom końcowym (w ten sposób nie powstaje problem „kinematycznych" nieskończoności przy „przechodzeniu na powłokę masy", tj. gdy przyjmuje się, że czteropędy tych linii spełniają warunki $p_i^2 = m^2_{\mathrm{ph}}$); trzeba za to otrzymaną „amputowaną" funkcję Greena pomnożyć przez iloczyn czynników $\mathcal{Z}^{1/2}$ związanych z wykorzystanymi w niej operatorami pola, odpowiadającymi liniom zewnętrznym, i przez odpowiednie dla każdej z tych linii „funkcje falowe" $u_{l_i}(\mathbf{p}_i)$ lub $u^*_{l_i}(\mathbf{p}_i)$ lub $v^*_{l_i}(\mathbf{p}_i)$ lub $v_{l_i}(\mathbf{p}_i)$ wyznaczone przez właściwości transformacyjne operatorów i stanów jednocząstkowych. Wynika to z porównania postaci dwupunktowej funkcji Greena w okolicy jej bieguna i omówionej postaci pełnej (spójnej) „nieamputowanej" funkcji Greena.[6]

O sformułowaniu za pomocą całek po trajektoriach

W tak zwanych „nowoczesnych" wprowadzeniach do kwantowej teorii pola często formułuje się ją wykorzystując tzw. całki po trajektoriach (czyli całki funkcjonalne), uzasadniając to tym, że w ten sposób najszybciej można dojść do reguł Feynmana,[7] zwłaszcza do reguł teorii z nieabelowymi grupami cechowania (teorii

4. W jakim celu? Na przykład po to, żeby się przekonać, że równania te są rzeczywiście spełnione, jeśli operatory pola traktuje się jak dobre zmienne dynamiczne…

5. Wykorzystuje się go w pełni przy analizie kwantowych teorii pola sformułowanych na sieciach – podejście takie czyni możliwym praktyczne wyznaczanie (numerycznie) niektórych prostych funkcji Greena. Między innymi w ten sposób wyznacza się numerycznie (uwzględniając tylko efekty oddziaływań silnych, które są dominujące) elementy macierzowe pomiędzy stanem pojedynczego mezonu (układu związanego kwark–antykwark) i próżnią prądów słabych, (tzn. operatorów, które w pełnym modelu standardowym sprzęgają się bezpośrednio z polami cechowania, których „kwantami" są masywne bozony $W^\pm$). Wykorzystuje się przy tym fakt, że z punktu widzenia chromodynamiki operatory te (zgodnie ze wspomnianymi już w części pierwszej ideami Feynmana i Gell-Manna, które w modelu standardowym znalazły swoją naturalną realizację) są prądami Noether symetrii wprowadzonych do fizyki cząstek przez Gell-Manna, co jest gwarancją skończoności (po przeprowadzeniu renormalizacji parametrów) tychże elementów.

6. Odnotować wypada, że przepis ten w przypadku elektrodynamiki kwantowej podał w zasadzie w swojej pracy I. Białynicki-Birula *Phys. Rev.* D2 2877 (1970).

7. Jest to argument o wątpliwej wartości, a postępowanie takie ma coś ze stawiania wozu przed koniem: istotne jest raczej, co i po co się chce obliczać, a sam sposób obliczania (a reguły Feynmana są przecież tylko narzędziem związanym z jednym konkretnym sposobem przeprowadzania obliczeń) jest (powinien być!) sprawą drugorzędną.

pól Yanga–Millsa) oraz do spontanicznego naruszenia takich symetrii[8] i omawiać najważniejsze z punktu widzenia współczesnej fizyki wysokich energii zastosowania takich teorii, tj. przede wszystkim model standardowy oddziaływań fundamentalnych. Sformułowanie za pomocą całek funkcjonalnych ma, oczywiście, szereg zalet. Zwłaszcza, gdy zastosować je do zwykłej mechaniki kwantowej pojedynczej cząstki znajdującej się w polu siły o potencjale $V(\mathbf{r})$ i przedstawić operator ewolucji (w jego reprezentacji położeniowej) w postaci całki funkcjonalnej z czynnika $\exp((i/\hbar)I[\mathbf{r}])$, w którym $I[\mathbf{r}] = \int_{t_1}^{t_2} dt\,(\frac{1}{2}m\dot{\mathbf{r}}^2 - V(\mathbf{r}))$ jest działaniem znanym z klasycznej mechaniki lagrangeowskiej, po wszystkich możliwych klasycznych (niekoniecznie spełniających newtonowskie równania ruchu) trajektoriach $\mathbf{r}(t)$, po jakich cząstka mogłaby przemieścić się z jednego punktu do drugiego w czasie $t_2 - t_1$, daje ono przejrzystą realizację głównej idei mechaniki kwantowej (wyjątkowo silnie podkreślanej przez Feynmana w jego *Wykładach z fizyki*, dzięki czemu ich ostatni tom, napisany 60 lat temu, jest wciąż jednym z najnowocześniejszych wprowadzeń do niej), którą jest sumowanie i interferencja wszystkich amplitud prawdopodobieństwa odpowiadających poszczególnym możliwym sposobom, jakie układ może wykorzystać, by przejść z jednego stanu do drugiego.[9] Trudno jednak, zwłaszcza gdy wykorzystuje się całki po trajektoriach w kwantowej teorii pola, uznać takie sformułowanie teorii kwantowej za zupełnie samowystarczalne; uzasadnienie różnych reguł postępowania koniecznych przy korzystaniu z tego podejścia do obliczania amplitud rozpraszania wymaga w ostatecznym rozrachunku odwołania się (choćby heurystycznego) do tradycyjnego sformułowania w języku przestrzeni Hilberta i działających w niej operatorów. Postaram się pokrótce omówić jego zalety (podkreślając jednak i niedostatki) nie pretendując, co oczywiste, do wyczerpującego przedstawienia możliwości, jakie ono daje.

Najpierw jednak trzeba wyjaśnić, jako że w różnych źródłach przedstawia się różne podejścia, że tak jak istnieją dwa sposoby formułowania kwantowej teorii pola wykorzystujące formalizm operatorowy i przestrzenie Hilberta (omawiałem je odpowiednio w częściach 1 i 2 tego artykułu), tak też istnieją dwa sposoby sformułowania jej w języku całek po trajektoriach. I podobnie jak w sformułowaniu operatorowym, o kwantowaniu, czyli przejściu od teorii klasycznej do kwantowej, „metodą całek po trajektoriach” można mówić tylko wtedy, gdy „ontologią” są fluktuujące pola. Z uwagi na brak miejsca skupię się tu tylko na tym drugim podejściu i ograniczę w zasadzie tylko do pól bozonowych.

Punktem wyjścia przy konstrukcji teorii kwantowej jest zatem klasyczna teoria pola (w przypadku pól przekształcających się przy obrotach układu odniesienia jak reprezentacje grupy nakrywającej, tj. pól o „spinie” połówkowym, należy przez to rozumieć teorię klasyczną pól przyjmujących wartości w algebrze Bierezina). Można wtedy, przynajmniej w przypadku prostych teorii takich jak teoria układu N pól skalarnych $\phi_i(t,\mathbf{x}) \equiv \phi_l(x)$, $l = 1,\dots,N$, wzorując się bezpośrednio na omówionym na wstępie wyrażeniu otrzymanym w mechanice kwantowej pojedynczej cząstki (można też zupełnie analogicznie, jak w tamtym przypadku uzasadnić to bezpośrednio, wychodząc od sformułowania w języku operatorów i przestrzeni Hilberta), wyrazić całką funkcjonalną amplitudę prawdopodobieństwa ewolucji układu od chwili t_1 do t_2 od jednej danej konfiguracji pól do drugiej, tj. wyrazić przez nią odpowiadający takiemu przejściu element macierzowy operatora zadającego ewolucję czasową układu; amplituda ta jest dana całką po wszystkich możliwych konfiguracjach pola lub układu pól (spełniających jakieś określone warunki brzegowe, np. znikających przy $|\mathbf{x}| \to \infty$, jeśli pola są zdefiniowane na całej przestrzeni) w chwilach pośrednich z czynnika eksponencjalnego, którego argumentem jest pomnożone przez $i/\hbar$ klasyczne działanie $I[\phi]$ będące po prostu całką po całej przestrzeni oraz po czasie od t_1 do t_2 z klasycznej gęstości lagrangianu pola lub układu pól. Otrzymanie z takiego wyrażenia elementów macierzy S lub elementów macierzowych pomiędzy stanami *in* i *out* wyróżnionych tu już operatorów wymaga jednak jeszcze pewnych kroków uzupełniających. Zwykle, znów odwołując się do analogii z mechaniką kwantową pojedynczej cząstki (lub uznając to po prostu za postulat definiujący) przyjmuje się, że analogiczna całka funkcjonalna, w której czynnik eksponencjalny pomnożony jest przez iloczyn wziętych w różnych punktach czasoprzestrzeni pól $\phi(x)$ lub jakichś ich funkcji (np. $\phi^2(x)$, czy $\phi^2(x)\partial_\mu\phi(x)$) jest proporcjonalna[10] do funkcji Greena operatorów (elementarnych, jak $\hat{\phi}$,

8. Tak się o tym zwykle mówi; wiadomo jednak, iż symetrie cechowania nie mogą w istocie rzeczy być spontanicznie naruszone, nawet gdy ostatecznie „kwantami” pól cechowania są masywne cząstki, związane z tymi polami symetrie cechowania pozostają zrealizowane w sposób ukryty.

9. Takie sformułowanie mechaniki kwantowej pozwala też niemal bezpośrednio analizować jej tzw. granicę klasyczną, $\hbar \to 0$ i w istocie stanowi właściwe wytłumaczenie pochodzenia zasady wariacyjnej i równań Lagrange'a drugiego rodzaju wyznaczających klasyczny ruch.

10. W istocie miara funkcjonalna, względem której wykonywana jest całka, jest i tak zdefiniowana z dokładnością do pewnego czynnika normalizacyjnego, który trudno jest kontrolować bez przeprowadzania dyskretyzacji całki i ścisłej procedury granicznej. Jednak wszystkie interesujące wielkości, jak zaraz stanie się jasne, dają się wyrazić przez ilorazy całek funkcjonalnych i czynnik ten nie jest, wobec tego, istotny.

bądź złożonych, jak $\hat{\phi}^2$, czy $\hat{\phi}^2\partial_\mu\hat{\phi}$) odpowiadających danym czynnikom przedeksponencjalnym, które to funkcje Greena, jak to omawiałem w poprzednim rozdziale tej części artykułu, poprzez przepis LSZ, pozwalają w zasadzie (ale to oczywiście znów wynika tylko z formalizmu operatorowego, chyba że podane tu wcześniej elementy przepisu LSZ przyjmie się za dodatkowe postulaty teorii), wyznaczyć interesujące wielkości mierzalne i amplitudy procesów rozpraszania. Można wtedy łatwo, zazwyczaj zapisując najpierw „gołe" (zależne od przyjętego ultrafioletowego obcięcia) parametry teorii w formie $M_B^2 = M_R^2 + \delta M^2$ etc. i ewentualnie dokonując przeskalowania pól[11] o czynniki $Z^{1/2} = (1+\delta Z)^{1/2}$ w celu wprowadzenia od razu kontrczłonów potrzebnych do usuwania nieskończoności, wydzielić część $I_0[\phi]$ działania zależną od pól kwadratowo i nieuwzględniającą kontrczłonów (działanie odpowiadające nieoddziałującym polom przeskalowanym) i wprowadzając liniowe sprzężenia (przeskalowanych) pól do „źródeł" (czyli uzupełniając działanie $I[\phi] = I_0[\phi] + I_{\rm int}[\phi]$ o człony zależne liniowo od pól i od dowolnych funkcji $J_i(x)$ zwanych „źródłami") sformułować dysonowski rachunek zaburzeń wynosząc poza całkę funkcjonalną oddziaływanie $\exp((i/\hbar)I_{\rm int}[\phi])$ oraz czynniki przedeksponencjalne w formie funkcjonalnego różniczkowania po źródłach (które na końcu przyjmuje się za równe zeru). Pozostałą całkę funkcjonalną daje się obliczyć, więc otrzymuje się tak prosty sposób generowania rozwinięcia perturbacyjnego wyrażenia proporcjonalnego do funkcji Greena (na ogół elementarnych operatorów pola, ale przepis ten działa także w przypadku operatorów złożonych) przez obliczanie odpowiednich pochodnych funkcjonalnych danego jawnie wyrażenia eksponencjalnego, w którym występują scałkowane ze źródłami funkcje pełniące w tak sformułowanym rozwinięciu dysonowskim rolę propagatorów. W tym podejściu propagatory te są rzeczywiście rozwiązaniami fundamentalnymi, czyli funkcjami Greena w matematycznym sensie, równań Eulera–Lagrange'a wynikających z warunku stacjonarności działania swobodnego.[12] Wygodnie jest też wprowadzić dwa funkcjonały źródeł: „uogólnioną sumę statystyczną" $Z[J]$ i funkcjonał $W[J]$ zdefiniowane wzorami

$$Z[J] = \int [d\phi]\exp\Big((i/\hbar)I[\phi] + i\int d^4x\, J_i(x)\phi_i(x)\Big),$$
$$Z[J] = e^{(i/\hbar)W[J]},$$

które mają swoje odpowiedniki statystyczne (zob. dalej). Funkcjonał $Z[J]$ można obliczać według podanego wyżej przepisu wynosząc oddziaływanie przed całkę funkcjonalną w formie różniczkowania po źródłach (tylko nie przyjmując ich na koniec, jak przy obliczaniu całek proporcjonalnych do funkcji Greena, za równe zeru). Wynikające z obliczania pochodnych wyrażenia (zarówno te dające funkcje Greena, jak i funkcjonał $Z[J]$) można łatwo zilustrować graficznie, co natychmiast prowadzi do diagramów Feynmana (w przestrzeni położeń) i odpowiadających im reguł Feynmana. Można też pokazać (co jak się okaże niżej, ma swój odpowiednik w fizyce statystycznej, prowadzi bowiem do ekstensywności potencjału termodynamicznego będącego analogiem $W[J]$), że funkcjonał $(i/\hbar)W[J]$ otrzymuje się pomijając wśród diagramów, które reprezentują $Z[J]$, diagramy niespójne. Pochodne funkcjonalne (obliczane w $J_i = 0$) ilorazu $Z[J]/Z[0]$ generują, jak zaraz się stanie jasne, funkcje Greena operatorów $\hat{\phi}$ (lub z nich skonstruowanych operatorów złożonych), a analogiczne pochodne $(i/\hbar)W[J]$ – ich spójne funkcje Greena[13]

11. I przechodząc do całkowania po przeskalowanych polach; ponieważ miara całki funkcjonalnej jest i tak określona z dokładnością do pewnego czynnika, stały jakobian takiej funkcjonalnej zamiany zmiennych jest nieistotny. Jak już jednak wyjaśniałem, skończoność funkcji Greena, a zatem i przeskalowywanie pól w działaniu (które w ogólności pozwala uczynić skończonymi i tak tylko funkcje Greena operatorów elementarnych) nie jest konieczna do otrzymania skończonych wielkości fizycznych wyrażonych w funkcji innych takich wielkości.

12. Jest to analogiczne do obliczania całki

$$C = \int dx\, x^n \exp\left(-\frac{1}{2}ax^2 - \lambda x^4\right)$$

przez różniczkowanie:

$$C = \frac{d^n}{db^n}\exp(-\lambda d^4/db^4)\int_{-\infty}^{\infty}dx\, e^{-\frac{a}{2}x^2+bx}\Big|_{b=0}$$
$$= \frac{d^n}{db^n}\exp(-\lambda d^4/db^4)\, e^{\frac{b^2}{2a}}\Big|_{b=0}\sqrt{\frac{2\pi}{a}}.$$

W przypadku całki funkcjonalnej, o której mowa w tekście, czynnikowi $-\frac{1}{2}ax^2$ odpowiada $(i/2\hbar)\int d^4x\,\phi_l\Delta_{lk}(x)\phi_k$, gdzie $\Delta_{lk}(x)$ jest operatorem różniczkowym, np. $\delta_{lk}(-\partial_\mu\partial^\mu - M_R^2)$, a czynnikowi bx odpowiada $i\int d^4x\,\phi_l J_l$ ze źródłami $J_l(x)$ (pochodne d/db przechodzą w pochodne funkcjonalne $\delta/i\delta J_l(x)$), po prawej zaś stronie czynnik $e^{\frac{b^2}{2a}}$ przechodzi w $\exp(-\frac{i}{2}\int\int d^4x d^4y J_l(x)\Delta^{-1}_{lk}(x-y)J(y))$, a $\sqrt{2\pi/a}$ w czynnik odwrotnie proporcjonalny do pierwiastka z (funkcjonalnego) wyznacznika operatora $\Delta_{lk}(x)$. Dysonowskiemu rozwinięciu perturbacyjnemu, w którym propagatorami są funkcje $i\Delta^{-1}_{lk}(x-y)$, odpowiada przy obliczaniu całki C rozwinięcie w szereg Taylora funkcji eksponens, w której występuje czwarta pochodna po b.

Analogia z całką C pokazuje także, iż szeregi, którymi wyrażone zostają w ten sposób funkcje Greena, nie mogą być zbieżne – są tylko szeregami asymptotycznymi, całka C jest bowiem rozbieżna, jeśli $\lambda < 0$, co oznacza, że promień zbieżności otrzymanego szeregu potęgowego jest równy zeru.

13. Obliczone w $J_i = 0$ pierwsze pochodne $Z[J]/Z[0]$ i $W[J]$ dają wartości oczekiwane v_i operatorów $\hat{\phi}_i$ w stanie podstawowym pełnego hamiltonianu teorii. Jeśli któreś z nich mają te wartości niezerowe (jak ma to na ogół miejsce, gdy zachodzi spontaniczne naruszenie jakichś symetrii) i przed obliczaniem całki funkcjonalnej dokona się redefinicji $\phi_i(x) = v_i + \phi'_i(x)$ odpowiadających im pól, to, jak łatwo sprawdzić, spójne funkcje Greena o $n \geq 2$ operatorów $\hat{\phi}'_i$ są takie same jak operatorów $\hat{\phi}_i$.

$iG_c^{(n)}(x_1,\ldots,x_n)$ (czyli te potrzebne do znajdywania elementów macierzy S). Jeszcze jedną kategorię „funkcji Greena" stanowią tzw. jednocząstkowo nieredukowalne (1PI) funkcje $i\Gamma^{(n)}(x_1,\ldots,x_n)$ $(n\geq 2)$ odpowiadające diagramom, których nie można uczynić niespójnymi przez przecięcie tylko jednej z ich (wewnętrznych) linii. Wykonując funkcjonalne różniczkowania jest dość łatwo pokazać (do czego już się tu odwoływałem przy okazji omawiania przepisu LSZ), że spójne funkcje Greena $iG_c^{(n)}$ operatorów elementarnych o $n\geq 3$ można „złożyć" z diagramów, w których nie występują zamknięte pętle, za to wierzchołkom „oddziaływania" odpowiadają właśnie funkcje[14] $i\Gamma^{(n)}$ o $n\geq 3$ ($i\Gamma^{(2)}$ jest odwrotnością $iG_c^{(2)}$), a liniom zewnętrznym (odpowiadającym w definicji funkcji Greena operatorom $\hat{\phi}$) i wewnętrznym – pełne spójne dwupunktowe funkcje Greena. Funkcje jednocząstkowo nieredukowalne pełnią więc w strukturze teorii bardzo ważną rolę (także techniczne aspekty procedury renormalizacji najwygodniej jest analizować z ich pomocą) i z tego powodu wygodnie jest wprowadzić generujący je funkcjonał $\Gamma_{1PI}[\Phi]$, którego n-te pochodne funkcjonalne po polach $\Phi_i(x)$, obliczane w punktach $\Phi_i = v_i$, dają właśnie funkcje $\Gamma^{(n)}$. W przypadkach, gdy elementarne operatory pola mają zerowe wartości oczekiwane w stanie podstawowym (czego koniecznym, ale nie dostatecznym warunkiem jest wypukłość funkcjonału klasycznego działania $I[\phi]$), funkcjonał $\Gamma_{1PI}[\Phi]$ jest tożsamy ze zwanym działaniem efektywnym funkcjonałem $\Gamma[\Phi]$, który jest transformatą Legendre'a–Fenchela (uogólniającą zwykłą transformatę Legendre'a na funkcje i funkcjonały niewypukłe i niekoniecznie analityczne) funkcjonału $W[J]$ ze względu na źródła $J_i(x)$. Jednak nie zawsze tak jest: $W[J]$ jest zawsze funkcjonałem wypukłym (można to wykazać zastępując w całce funkcjonalnej ze źródłami J_i działanie $I[\phi]$ funkcjonałem $\Gamma_{1PI}[\phi]$ i obliczając ją metodą stacjonarnej fazy; jest to równoważne obliczaniu $W[J]$ na podstawie diagramów, ale pokazuje, że sam fukcjonał $W[J]$ jest transformatą Legendre'a–Fenchela fukcjonału $\Gamma_{1PI}[\Phi]$ i musi być, wobec tego, wypukły), choć niekoniecznie wszędzie analitycznym i jego transformata $\Gamma[\Phi]$ ma tę samą właściwość (i też nie musi być analityczna); natomiast w przypadku wystąpienia spontanicznego naruszania symetrii funkcjonał $\Gamma_{1PI}[\Phi]$ utworzony z jednocząstkowo nieredukowalnych funkcji $\Gamma^{(n)}(x_1,\ldots,x_n)$ nie jest globalnie wypukły.[15] To samo odnosi się do tzw. efektywnych potencjałów $V_{\rm eff}(\Phi)$ i $V_{\rm eff}^{\rm 1PI}(\Phi)$ definiowanych przez $-\Gamma[\Phi]$ i $-\Gamma_{1PI}[\Phi]$ obliczone dla pól $\Phi(x)$ niezależnych od x, które służą do znajdywania wartości oczekiwanych operatorów $\hat{\phi}_i$ w stanie podstawowym Hamiltonianu teorii; odgrywają więc ważną rolę przy analizie spontanicznego naruszenia różnych symetrii (zwłaszcza gdy jest ono indukowane przez efekty kwantowe). Choć funkcjonał $Z[J]$, a zatem i funkcjonały $W[J]$ i $\Gamma[\Phi]$, można także zdefiniować w języku operatorowym, bez odwoływania się do całki po trajektoriach,[16] ich reprezentacja funkcjonalna umożliwia wyznaczanie $W[J]$ i $\Gamma[\Phi]$ inaczej niż za pomocą rozwinięcia dysonowskiego, np. przez rozwijanie całki funkcjonalnej wokół jakiegoś rozwiązania klasycznych równań pola (tj. wokół jakiegoś punktu stacjonarnego klasycznego działania).

W przypadku kwantowania teorii klasycznych pól przyjmujących wartości w algebrze Bieriezina, konieczna jest dość sztuczna konstrukcja (podaje ją w swoim podręczniku Weinberg) wektorowej przestrzeni stanów (Hilberta) rozpiętej nad ciałem nieprzemiennych liczb i zdefiniowanie formalnych reguł „całkowania" po nich. Umożliwia to formalne zapisanie oczekiwanych wartości iloczynów chronologicznych operatorów takich pól w postaci analogicznej do przypadku bozonowego i wyrażenie przez zdefiniowane „całki" po trajektoriach przyjmujących wartości w algebrze Bieriezina funkcjonałów generujących $Z[\bar{\eta},\eta]$ i $W[\bar{\eta},\eta]$ zależnych od nieprzemiennych źródeł $\bar{\eta}$ i η. Jest jednak jasne, że w tym przypadku trudno mówić o uwzględnianiu przez całkę po trajektoriach „kwantowych fluktuacji pól" i wydaje się, że w takim przypadku bardziej naturalne jest po prostu uznanie za „ontologię" fermionów jako cząstek[17] i wykorzystanie wspomnianego wyżej sposobu zapisywania wielkości zdefiniowanych operatorowo w języku drugiej kwantyzacji za pomocą całek po zmiennych grassmanowskich.

Elementem, który w nakreślonym wyżej schemacie formułowania teorii kwantowej za pomocą całek funkcjonalnych na podstawie jej klasycznego pierwowzoru wymaga jeszcze uzasadnienia, jest wybranie jako propagatorów feynmanowskich (a nie np. retardowanych)

14. Z tego powodu są one zwane uogólnionymi funkcjami wierzchołkowymi. (To w nie i w pełne spójne funkcje $iG^{(2)}$ zostają „upchnięte" wszystkie pętle diagramów.) Technika funkcjonalnego różniczkowania może także posłużyć do wykazania, że zarówno funkcje spójne, jak i te jednocząstkowo nieredukowalne można wydzielić rekurencyjnie ze zwykłych funkcji Greena, bez odwoływania się do diagramów.

15. $\Gamma_{1PI}[\Phi]$ jest w istocie przedłużeniem analitycznym $\Gamma[\Phi]$ do obszaru wartości pól Φ_i, w którym ten drugi funkcjonał nie jest analityczny.

16. Z powodu wspomnianego czynnika w definicji miary te dwie definicje różnią się o pewien czynnik, który nie jest istotny z praktycznego punktu widzenia.

17. Wydaje mi się, że jest to też jedyny sposób zrozumienia tego, jak w teoriach z nieabelowymi polami cechowania możliwe są odgrywające ważną rolę w proponowanych mechanizmach bariogenezy procesy, w których nie są zachowywane liczby fermionów (np. procesy zmieniające liczbę barionową).

funkcji Greena swobodnych równań Eulera–Lagrange'a. Zwykle podaje się tu argumenty związane albo z koniecznością wprowadzenia do całki funkcjonalnej odpowiedniego czynnika uzbieżniającego (czynnik $e^{(i/\hbar)I[\phi]}$ ma charakter oscylacyjny, niegwarantujący jawnie zbieżności), albo (bardziej właściwie) na definiowaniu tej całki jako przedłużenia analitycznego analogicznej całki zdefiniowanej w czasoprzestrzeni o metryce euklidesowej.[18] W istocie rzeczy ten drugi argument ma znacznie głębszy sens, gdyż ujawnia jeden z wielu fascynujących związków kwantowej teorii pola z fizyką statystyczną. Mając układ fizyczny jakim są (oddziałujące) pola lub cząstki, można badać jego właściwości termodynamiczne i statystyczne np. wyobrażając sobie, iż pozostaje on w równowadze z termostatem o temperaturze T i obliczać w ramach zespołu kanonicznego[19] różne równowagowe średnie, np. statystyczne funkcje korelacji operatorów pola

$$\begin{aligned}-\mathcal{G}(\tau_1,\mathbf{x}_1,\dots,\tau_n,\mathbf{x}_n)\\ =\mathrm{Tr}\Big(\hat{\rho}_{\mathrm{stat}}\mathrm{T}_\tau[\hat{\phi}_{l_1}(\tau_1,\mathbf{x}_1),\dots,\hat{\phi}_{l_n}(\tau_n,\mathbf{x}_n)]\Big)\,,\end{aligned}$$

w których $\hat{\rho}_{\mathrm{stat}}=Z^{-1}_{\mathrm{stat}}\exp(-\beta\hat{H})$ z $\beta=1/k_{\mathrm{B}}T$ i $Z_{\mathrm{stat}}=\mathrm{Tr}\big(\exp(-\beta\hat{H})\big)$ jest operatorem statystycznym zespołu kanonicznego, $\hat{\phi}_{l_i}(\tau_i,\mathbf{x}_i)=e^{\tau_i\hat{H}}\hat{\phi}_{l_i}(\mathbf{x}_i)\,e^{-\tau_i\hat{H}}$, ślad (Tr) jest obliczany po całej przestrzeni Hilberta, a T_τ oznacza uporządkowanie chronologiczne w „czasie euklidesowym" (zwanym też „czasem urojonym") τ. Takie funkcje korelacji zawierają w sobie interesujące informacje statystyczne o układzie, ale tu ważne jest że, jak daje się pokazać wychodząc z formalizmu operatorowego, zarówno ich licznik $\mathrm{Tr}(e^{-\beta\hat{H}}\mathrm{T}_\tau[\hat{\phi}_{l_1}(\tau_1,\mathbf{x}_1),\dots,\hat{\phi}_{l_n}(\tau_n,\mathbf{x}_n)])$, jak i mianownik $\mathrm{Tr}(e^{-\beta\hat{H}})$ można reprezentować całkami funkcjonalnymi analogicznymi do tej, która zgodnie z postulatem daje funkcje Greena, tylko z (rzeczywistym i mającym lepsze właściwości, jeśli chodzi o zbieżność całki) czynnikiem eksponencjalnym $\exp(-I_E[\phi])$, w którym $I_E[\phi]$ jest tzw. klasycznym działaniem euklidesowym będącym całką po obszarze, na którym określone są (spełniające pewne warunki brzegowe) pola i po „euklidesowym czasie" w granicach od $-\beta/2$ do $\beta/2$ z odpowiedniej euklidesowej gęstości lagrangianu; całki funkcjonalne obejmują tu wszystkie chwilowe (w „euklidesowym czasie" τ) konfiguracje pól z warunkiem ich identyczności w $\tau=-\beta/2$ i $\tau=\beta/2$ (tzw. warunek periodyczności; w przypadku całek grassmanowskich konieczne jest narzucenie na konfiguracje pól warunku antyperiodyczności, tj. przeciwnego ich znaku w $\tau=-\beta/2$ i w $\tau=\beta/2$). Jest jasne, że w granicy $\beta\to\infty$ (czyli zerowej temperatury), gdy całka po czasie τ w klasycznym działaniu euklidesowym rozciąga się na całą oś, wkład do śladu wnosi tylko stan podstawowy $|\Omega\rangle$ pełnego hamiltonianu układu pól i

$$\begin{aligned}-\mathcal{G}(\tau_1,\mathbf{x}_1,\dots,\tau_n,\mathbf{x}_n)\\ \to\frac{\langle\Omega|e^{-\beta E_\Omega}\mathrm{T}_\tau[\hat{\phi}_{l_1}(\tau_1,\mathbf{x}_1),\dots,\hat{\phi}_{l_n}(\tau_n,\mathbf{x}_n)]|\Omega\rangle}{\langle\Omega|e^{-\beta E_\Omega}|\Omega\rangle}\,.\end{aligned}$$

Czynniki $e^{-\beta E_\Omega}$ ulegają skróceniu, a $\langle\Omega|\Omega\rangle=1$ i graniczna postać funkcji korelacji $-\mathcal{G}(\tau_1,\mathbf{x}_1,\dots,\tau_n,\mathbf{x}_n)$ przechodzi w funkcję Greena $iG^{(n)}_{l_1,\dots,l_n}(x_1,\dots,x_n)$, $x_i\equiv(t_i,\mathbf{x}_i)$ przy specjalnym, zwanym obrotem Wicka, jednoczesnym przedłużeniu analitycznym (zachowującym ich uporządkowanie wzdłuż linii) jej argumentów $\tau_i\to it_i/\hbar$. Wynika stąd, że funkcja $iG^{(n)}_{l_1,\dots,l_n}(x_1,\dots,x_n)$ jest dana ilorazem obróconych po wickowsku dwu całek

18. Weinberg (*loc. cit.*) podaje jeszcze inną konstrukcję, polegającą na „wcałkowaniu" w oba końce amplitudy, którą reprezentuje całka funkcjonalna, „funkcji falowych" stanu podstawowego, ale Hamiltonianu swobodnego H_0; jest to w istocie funkcjonalna wersja wspomnianego już twierdzenia Gell-Manna–Lowa odwołująca się implicite do adiabatycznego włączania i wyłączania oddziaływania. Jednak bezpieczniejsze i bardziej kształcące jest nie korzystanie z tego, także dlatego, że konstrukcja Gell-Manna–Lowa jest wątpliwa w sytuacjach, gdy w kwantowej wersji teorii naruszone są spontanicznie jakieś symetrie; o ile jeszcze przy naruszeniu „parametrycznym" polegającym na przyjęciu odpowiednich wartości parametrów lagrangianu (ujemny kwadrat parametru masowego) zwykle przez zamianę zmiennych polowych daje się wydzielić swobodny hamiltonian już uwzględniający naruszenie symetrii i którego widmo, jak można się spodziewać, w sposób „adiabatyczny" przechodzi przy włączeniu oddziaływań w widmo pełnego hamiltonianu teorii, o tyle takiej ciągłości nie można oczekiwać, gdy symetria jest naruszona dynamicznie, tj. przez oddziaływania (tak jak np. symetria chiralna chromodynamiki, w której kwarki byłyby zupełnie bezmasowe; w rzeczywistości symetria chiralna jest też naruszona przez pochodzące z naruszenia elektrosłabej symetrii niezerowe masy kwarków i one to umożliwiają formalne odwołanie się do włączania adiabatycznego w przypadku prawdziwej chromodynamiki).

19. W takich zagadnieniach szczególnie wyraźnie przejawia się różnica między relatywistyczną teorią pola lub cząstek a nierelatywistyczną mechaniką kwantową wielu ciał (nierelatywistyczną kwantową teorią pola), ponieważ w tym drugim przypadku liczba cząstek (oddzielnie każdego rodzaju) jest zachowana i aby to uwzględnić w praktycznych rachunkach, trzeba posługiwać się raczej wielkim zespołem kanonicznym i wprowadzić potencjały chemiczne poszczególnych rodzajów cząstek. W relatywistycznych teoriach pola liczba cząstek nie jest zachowywana, ale jeśli Hamiltonian teorii zachowuje ładunki Q^a związane twierdzeniem Noether z jakimiś symetriami, takie jak np. ładunek elektryczny, to przy praktycznym obliczaniu wielkości statystycznych trzeba w zasadzie wprowadzać związane z nimi (ściślej: z ładunkami tworzącymi podalgebrę Cartana) potencjały chemiczne i przejść do odpowiedniego zespołu statystycznego. Jest to zawsze realizacją tej samej kluczowej idei fizyki statystycznej: aby uwzględnić stałość jakiejś wielkości w danym układzie wyobrażamy sobie, że układ może ją wymieniać z wielkim (w granicy nieskończonym) jej zbiornikiem o odpowiednim potencjale chemicznym stowarzyszonym z tą wielkością; z tego punktu widzenia czynnik $\beta=1/k_{\mathrm{B}}T$ jest, przy posługiwaniu się zespołem kanonicznym, potencjałem chemicznym energii.

funkcjonalnych obliczanych w ramach tzw. „euklidesowej" teorii pola, w której (z uwagi na symetrię $O(4)$ działania euklidesowego $I_E[\phi]$ pojawiającą się w granicy $\beta = \infty$ warunki brzegowe nakładane na pola mogą być we wszystkich kierunkach takie same – „euklidesowy czas" przestaje być wyróżniony). Po zastosowaniu do obu tych całek opisanego wyżej chwytu (polegającego na wyniesieniu przed całkę czynników przedeksponencjalnych i czynnika eksponencjalnego z częścią działania odpowiadającą oddziaływaniu i uwzgledniającą wprowadzone, tak samo jak poprzednio, kontrczłony i zastąpieniu w nich pól funkcjonalnymi pochodnymi) otrzymuje się ich rozwinięcie dysonowskie, w którym rolę propagatorów pełnią jednoznaczne funkcje Greena odpowiednich swobodnych euklidesowych równań Eulera–Lagrange'a; ich wickowskie obroty (wykonywane przy przejściu do funkcji $iG^{(n)}_{l_1,\dots,l_n}(x_1,\dots,x_n)$ w rozwinięciu perturbacyjnym euklidesowych funkcji Greena, a właściwie euklidesowych funkcji korelacji) dają właśnie propagatory feynmanowskie.[20]

Całki funkcjonalne z pól określonych na przestrzeni euklidesowej dowolnego wymiaru D, definiujące funkcje korelacji i „uogólnione" sumy statystyczne tzw. euklidesowych teorii pola, ustanawiają jeszcze inny związek między kwantową teorią pola i fizyką statystyczną. Są one naturalnym, uwzględniającym fluktuacje statystyczne (nieuwzględniane w jej oryginalnej wersji), rozwinięciem klasycznej teorii ciągłych przemian fazowych i zjawisk krytycznych zwanej teorią Landaua. Umożliwia to praktyczną realizację, na gruncie tego rozwinięcia teorii Landaua, idei Kadanoffa i Wilsona znanych pod ogólną nazwą metod grupy renormalizacji. Związek ten łatwo jest zilustrować przykładem modelu Isinga – układu jednowymiarowych (tj. przybierających tylko wartości $+1$ i -1) momentów magnetycznych $\sigma_{\mathbf{i}}$, zwanych zwykle spinami, rozmieszczonych w węzłach $\mathbf{i}$ D-wymiarowej sieci[21] ($\mathbf{i} = a\,\mathbf{n}$, gdzie $\mathbf{n}$ jest D-wymiarowym wektorem o całkowitych składowych, a zaś stałą sieci; rozpatrywać można też inne geometrie tego typu sieci); energia takiego układu jest sumą po parach tworzonych przez sąsiadujące ze sobą spiny[22] energii $-J\sigma_{\mathbf{i}'}\sigma_{\mathbf{i}}$, jeśli $|\mathbf{i}'-\mathbf{i}| = a$, ich wzajemnego oddziaływania (J jest tu energią oddziaływania pary przeciwnie zorientowanych spinów) i energii $-\mathscr{H}\sigma_{\mathbf{i}}$ oddziaływania każdego ze spinów z przyłożonym (jednowymiarowym) polem magnetycznym $\mathscr{H}$. W takim układzie pozostającym w równowadze z termostatem o temperaturze T, gdy $D \geq 2$, zachodzi przemiana fazowa – poniżej pewnej temperatury krytycznej $T_{\rm cr}$ występuje spontaniczne namagnesowanie, tj. $M \equiv \sum_{\mathbf{i}} \overline{\sigma_{\mathbf{i}}} \neq 0$ (kreska oznacza uśrednienie po zespole statystycznym), nawet gdy $\mathscr{H} = 0$. W punkcie $T = T_{\rm cr}$, $\mathscr{H} = 0$ rozbieżne są różne wielkości charakteryzujące układ, takie jak jego pojemność cieplna $C_{\mathscr{H}}$, podatność magnetyczna χ_T, długość korelacji ξ itp. – jest to punkt krytyczny tej przemiany fazowej. Rozbieżności te mają ogólnie postać potęgową, np. $\chi_T \sim A|T - T_{\rm cr}|^{-\gamma}$, gdzie γ jest przykładem tzw. wykładnika krytycznego; wyznaczenie takich wykładników jest jednym z zadań teorii. Można by je w zasadzie wyznaczyć obliczając sumę statystyczną $Z_{\rm stat}(T,\mathscr{H})$ i (dwupunktową) funkcję korelacji $G^{(2)}(\mathbf{l}',\mathbf{l})$ dane sumami ($\beta \equiv 1/k_{\rm B}T$)

$$Z_{\rm stat}(T,\mathscr{H}) = \sum_{\{\sigma\}} \exp\left(\beta\sum_{\mathbf{i}',\mathbf{i}} J\sigma_{\mathbf{i}'}\sigma_{\mathbf{i}} + \beta\sum_{\mathbf{i}}\mathscr{H}\sigma_{\mathbf{i}}\right),$$

$$G^{(2)}(\mathbf{l}',\mathbf{l}) = \frac{1}{Z_{\rm stat}}\sum_{\{\sigma\}} \sigma_{\mathbf{l}'}\sigma_{\mathbf{l}} \exp\left(\beta\sum_{\mathbf{i}',\mathbf{i}} J\sigma_{\mathbf{i}'}\sigma_{\mathbf{i}} + \beta\sum_{\mathbf{i}}\mathscr{H}\sigma_{\mathbf{i}}\right),$$

gdzie $\{\sigma\}$ oznacza wszystkie możliwe konfiguracje spinów, ale bezpośrednie obliczenie tych wielkości (nawet

20. Z wickowskiego analitycznego przedłużeniania asymptotycznej, gdy $\beta \to \infty$ (i $T \to \infty$, przy przedłużaniu analitycznym $\beta = iT/\hbar$), postaci wyrażenia na ${\rm Tr}(e^{-\beta\hat{H}}{\rm T}_\tau[\hat{\phi}_{l_1}(\tau_1,\mathbf{x}_1),\dots,\hat{\phi}_{l_n}(\tau_n,\mathbf{x}_n)])$ wynika także, iż

$$\int[d\phi]\,\phi_{l_1}(x_1)\dots\phi_{l_n}(x_n)\,e^{(i/\hbar)I[\phi;T]} \propto e^{-(i/\hbar)E_\Omega T}\langle\Omega|{\rm T}[\hat{\phi}_{l_1}(x_1)\dots\hat{\phi}_{l_n}(x_n)]|\Omega\rangle,$$

(klasyczne działanie $I[\phi;T]$ jest tu całką po odpowiednim obszarze przestrzeni i po czasie od $T/2$ do $-T/2$) z czynnikiem proporcjonalności zależnym od długości czasu T i konfiguracji przyjmowanych przez pola w $T/2$ i $-T/2$. Uzasadnia to stwierdzenie, że funkcje Greena generuje iloraz funkcjonałów $Z[J]/Z[0]$, wzięcie zaś ilorazu wypisanej tu całki (bez żadnych czynników przedeksponencjalnych) i analogicznej całki tylko z $I[\phi;T]$ zastąpionym przez działanie swobodne $I_0[\phi;T]$ prowadzi (wspomniane czynniki proporcjonalności skrócą się w ilorazie) do wyrażenia będącego analitycznym przedłużeniem, przy $\beta \to iT/\hbar$, ilorazu ${\rm Tr}(e^{-\beta\hat{H}})/{\rm Tr}(e^{-\beta\hat{H}_0})$; daje to uzasadnienie znanego wzoru wyrażającego $-(i/\hbar)T(E_\Omega - E_{\Omega_0})$ przez sumę spójnych próżniowych diagramów Feynmana. Operatorowo wzór ten można wyrazić w formie

$$e^{-(i/\hbar)T(E_\Omega-E_{\Omega_0})} = \langle\Omega_0|{\rm T}\exp\left(\frac{-i}{\hbar}\int_{-T/2}^{T/2}dt\,V^I_{\rm int}(t)\right)|\Omega_0\rangle.$$

W relatywistycznej teorii E_{Ω_0} jest kiepsko określoną wielkością (zależną od tego, jak zdefiniowany zostanie włączany do $I_0[\phi;T]$ parametr M^2_R, występujący w rozbiciu M^2_B na $M^2_R + \delta M^2$ i do tego nieskończoną nawet po wydzieleniu z niej nieskończonego czynnika objętości przestrzeni; dlatego, jak już wspominałem, implicite zakłada się występowanie w hamiltonianie teorii stałego (kontr)członu eliminującego ten przyczynek do energii; tu właśnie leży istota problemu stałej kosmologicznej indukowanej przez kwantowe fluktuacje pól) zwykle przyjmowaną za równą zeru; w teoriach nierelatywistycznych wzór ten daje wygodny sposób obliczania poprawki wnoszonej przez oddziaływania do dobrze określonej gęstości energii (E_{Ω_0}/V) stanu podstawowego swobodnego układu.

21. Jest to model teoretyczny i wymiar sieci D nie musi mieć związku z wymiarem abstrakcyjnej przestrzeni spinowej.

22. Można też dopuścić oddziaływania par tworzonych przez bardziej odległe od siebie spiny; kluczowe jest jednak, by oddziaływania spinów pozostawały w jakimś sensie krótkozasięgowe.

numeryczne, jeśli liczba spinów jest rzędu dziesiątków) jest niewykonalne (potrzebne są zaawansowane metody numeryczne typu Monte Carlo i bardzo wymyślne algorytmy). W pobliżu punktu krytycznego spiny są jednak silnie skorelowane (charakteryzująca to długość korelacji ξ jest duża, $\xi \gg a$) i można zamiast pojedynczych spinów na sieci rozpatrywać określone na D-wymiarowej przestrzeni ciągłe pole $\varphi(\mathbf{x})$ lokalnego namagnesowania (pole. tzw. parametru porządku) reprezentujące namagnesowanie uśrednione po jakiejś elementarnej objętości o liniowych rozmiarach $1/\Lambda$, sporo większych od a, ale dużo mniejszych niż całkowite liniowe rozmiary $N^{1/3}a$ sieci (N jest tu liczbą spinów). Sumę statystyczną i funkcję korelacji można wtedy w sposób naturalny przybliżyć całkami funkcjonalnymi

$$Z_{\text{stat}}(T,\mathscr{H}) \approx \int [d\varphi]\, e^{-I_E[\varphi,h]},$$
$$G^{(2)}(\mathbf{x}',\mathbf{x}) \approx \frac{1}{Z_{\text{stat}}} \int [d\varphi]\, \varphi(\mathbf{x}')\,\varphi(\mathbf{x})\, e^{-I_E[\varphi,h]},$$

z „euklidesowym" działaniem ogólnej postaci

$$I_E[\varphi,J] = \int d^D\mathbf{x} \left(\frac{a_{\text{B}}}{2}\nabla\varphi(\mathbf{x})\cdot\nabla\varphi(\mathbf{x}) + \frac{b_{\text{B}}}{2}\varphi^2(\mathbf{x}) + \frac{\lambda_{\text{B}}}{4}\varphi^4(\mathbf{x}) + \dots + \varphi(\mathbf{x})\,h_{\text{B}}(\mathbf{x}) \right),$$

którego „gołe" parametry $a_{\text{B}} > 0$, b_{B}, $\lambda_{\text{B}} > 0$, h_{B} są funkcjami wyjściowych parametrów J, temperatury i pola magnetycznego $\mathscr{H}$ (parametr h_{B} jest do $\mathscr{H}$ proporcjonalny) oraz, implicite, „ultrafioletowego obcięcia" Λ, które w tym przypadku naturalnie wynika z konstrukcji. Całka funkcjonalna obejmuje tu w zasadzie nie wszystkie możliwe konfiguracje pola $\varphi(\mathbf{x})$, lecz, aby uwzględnić pochodzenie pola $\varphi(\mathbf{x})$ z uśrednienia, tylko takie, których fourierowskie mody o $|\mathbf{k}| > \Lambda$ zerują się. Zgodnie z ideą teorii Landaua przyjmuje się, że parametr b_{B} (który, tak jak i pozostałe, w zasadzie powinien wynikać z postaci wyjściowego spinowego hamiltonianu i procedury definiującej pole $\varphi(\mathbf{x})$ jako nową zmienną losową) jest liniową funkcją temperatury, $b_{\text{B}} \propto T - T^{\text{B}}_{\text{cr}}$ i zmienia znak przy pewnej jej wartości T^{B}_{cr}, którą można interpretować jako „gołą" temperaturę krytyczną. (Założenie, iż b_{B} musi zmieniać znak, wynika z przesłanek fizycznych, tj. występowania zjawiska spontanicznego namagnesowania, a zapewnianie tego przez proporcjonalność do $T - T^{\text{B}}_{\text{cr}}$ – z założenia o analityczności działania I_E jako funkcji jego parametrów i prostoty.) Takie, zgodne z przedstawioną na początku części 1 tego artykułu ideą zajmowania się tylko aspektami badanych układów związanymi z określoną skalą energii lub odległości, zastosowanie euklidesowej kwantowej teorii pola jako teorii efektywnej, ujmującej długozasięgowe (czyli tu makroskopowe) właściwości badanego układu pozwala po pierwsze natychmiast odtworzyć fenomenologiczną teorię Landaua nadając jej zarazem głębsze, mikroskopowe[23] uzasadnienie, a po drugie, pójść dalej i otrzymać pozostające w dobrej zgodności z pomiarami wykonywanymi na rzeczywistych układach (i obliczeniami metodami Monte Carlo) wykładniki krytyczne. Teoria Landaua odpowiada wyznaczeniu zawierającego większość potrzebnej informacji potencjału termodynamicznego $G(T,\mathscr{H}) = -(1/\beta)\ln Z_{\text{stat}}$ z pomocą najprostszego przybliżenia, w którym całkę po konfiguracjach pola φ wykonuje się metodą punktu stacjonarnego, pomijając zarazem całkowicie możliwą jego (i źródła h_{B}) zmienność z położeniem $\mathbf{x}$ (czyli z punktu widzenia fizyki statystycznej właśnie możliwe lokalne fluktuacje tego pola); staje się ona wtedy zwykłą całką po zmiennej φ, a metoda punktu stacjonarnego sprowadza się do przybliżenia (V jest ustaloną objętością układu) $G(T,\mathscr{H}) = V(\text{const.} + (b_{\text{B}}/2)\varphi_0^2(h_{\text{B}}) + (\lambda_{\text{B}}/4)\varphi_0^4(h_{\text{B}}) - h_{\text{B}}\varphi_0(h_{\text{B}}))/\beta$, gdzie $\varphi_0(h_{\text{B}})$ jest takim polem, które minimalizuje wykładnik eksponensu. Chociaż wykładniki krytyczne np. γ, podatności χ_T, czy pojemności cieplnej, otrzymywane w tym przybliżeniu (tj. w ramach teorii Landaua) nie są zgodne z rzeczywistymi, samo wyprowadzenie teorii Landaua w tym podejściu jest niezwykle pouczające dla studiujących kwantową teorię pola, rzuca bowiem światło na wspomnianą różnicę pomiędzy funkcjonałem $\Gamma_{\text{1PI}}[\Phi]$, którego rolę gra tu (w przyjętym przybliżeniu) $I_E[\varphi]$, i funkcjonałem $\Gamma[\Phi]$ (Φ ma tu sens całkowitego namagnesowania M układu). Gdy $T > T_{\text{cr}}$ (w przybliżeniu prowadzącym do teorii Landaua $T^B_{\text{cr}} = T_{\text{cr}}$, a $h_{\text{B}} = \mathscr{H}$) i współczynnik b_{B} jest dodatni, funkcja $I_E(\varphi)$ jest wypukła i ma przy $h_{\text{B}} = 0$ jedno minimum w $\varphi = 0$. Funkcja $G(T,\mathscr{H})$ jest wtedy po prostu (dobrze określoną) jej transformatą Legendre'a. Gdy $T < T_{\text{cr}}$, funkcja $I_E(\varphi)$ przestaje być wypukła – ma dla $h_{\text{B}} = 0$ dwa symetryczne minima odpowiadające dwóm możliwym kierunkom spontanicznego namagnesowania. Przy niezerowym źródle h_{B} (polu magnetycznym $\mathscr{H}$) jedno z nich jest jednak głębsze i to ono wyznacza wartość $\varphi_0(h_{\text{B}})$, która występuje w podanym przybliżonym wzorze na potencjał $G(T,\mathscr{H})$, który jest w tej sytuacji właśnie transformatą Legendre'a–Fenchela; w granicy termodynamicznej, w której układ robi się nieskończenie duży (a tej granicy implicite odpowiadają wszystkie rachunki w kwantowej teorii pola), ewentualny wkład drugiego minimum staje się pomijalnie mały,

23. Czysto termodynamiczne uzasadnienie teorii Landaua wymaga odwołania się do callenowskiej koncepcji wirtualnych stanów równowagi układu; odwołania do tej koncepcji (pozwalającej lepiej to podejście zrozumieć) próżno jednak szukać w *Fizyce statystycznej* Landaua i Lifszyca; pojawiła się ona później niż pierwsza wersja tego podręcznika, a Lifszyc w późniejszych wydaniach też jej nie uwzględnił.

a potencjał $G(T, \mathscr{H})$, jak łatwo to sobie wyobrazić, staje się nieanalityczny – ma „dziubek" do góry w punkcie $\mathscr{H} = h_{\rm B} = 0$. Z kolei potencjał Helmholtza $F(T, M)$, który jest tu analogiem funkcjonału $\Gamma[\Phi]$ i który jest znów transformatą Legendre'a potencjału $G(T, \mathscr{H})$ (Legendre'a–Fenchela w granicy termodynamicznej, gdy ten staje się nieróżniczkowalny w $h_{\rm B} = 0$) jest funkcją wypukłą w dół, ale mającą nieanalityczne płaskie „dno". Te jakościowe cechy funkcjonałów $G(T, \mathscr{H})$ i $F(T, M)$ pozostają słuszne, gdy definiującą je całkę funkcjonalną oblicza się w mniej przybliżony sposób.

Otrzymanie poprawnych wykładników krytycznych wymaga uwzględnienia lokalnych fluktuacji pola $\varphi(\mathbf{x})$. Są tu możliwe dwie metody. Bardziej standardowa polega na obliczaniu sumy statystycznej $Z_{\rm stat}$ za pomocą diagramów Feynmana według dyskutowanego tu już przepisu i badaniu granicy $b_{\rm B} \to b_{\rm B}^{\rm cr}$, w której przy $\mathbf{k} = \mathbf{0}$ znika transformata Fouriera $\tilde{\Gamma}^{(2)}(\mathbf{k})$ będącej odwrotnością transformaty Fouriera spójnej dwupunktowej funkcji korelacji (Greena), $G^{(2)}(\bar{\mathbf{x}}', \bar{\mathbf{x}})$, która zgodnie z twierdzeniem fluktuacyjno-dyssypacyjnym jest proporcjonalna do podatności χ_T. Rachunki te są znakomitym wprowadzeniem do renormalizacji, która w tym przypadku jest bardziej „namacalna fizycznie" niż przy obliczaniu elementów macierzy S i ilustrują rozmaite możliwe sposoby jej przeprowadzania (jednocześnie pokazując ich zgodność z omówionym w niniejszym artykule sensem tej procedury[24]) oraz zastosowań różnych metod grupy renormalizacji. Z uwagi na to, że wymiar D jest w przypadku interesujących układów statystycznych niższy niż 4 (odpowiadający relatywistycznym kwantowym teoriom pola), kluczowe staje się przeprowadzanie rachunków przy dowolnym wymiarze D w celu radzenia sobie z rozbieżnościami podczerwonymi (tu znów mającymi konkretne przyczyny fizyczne), do czego znakomicie nadaje się regularyzacja wymiarowa wprowadzająca skalę μ, z którą, przy ustalonych wartościach „gołych" parametrów takich, jak $a_{\rm B}$, $b_{\rm B}$ i „gołych" stałych sprzężenia takich jak $\lambda_{\rm B}$ i dalsze (w I_E uzyskiwanym z uśrednienia spinów jest ich nieskończenie wiele) oraz ustalonej wartości obcięcia Λ, zmieniają się („biegną") zrenormalizowane parametry b_R, a_R, λ_R etc. Przy regularyzacji wymiarowej $b_{\rm B}^{\rm cr} = 0$ i branie granicy $b_{\rm B} \propto b_R \to b_{\rm B}^{\rm cr} = 0$ (odpowiadającej $T \to T_{\rm cr}$) wymaga badania granicy $\mu \to 0$. W granicy tej zrenormalizowana stała sprzężenia λ_R oraz pozostałe zrenormalizowane sprzężenia działania I_E zbiegają do pewnych wartości granicznych, tzw. punktów stałych: w $D = 4$ są one zerowe, ale w $D < 4$ stała λ_R ma nietrywialny punkt stały (pozostałe możliwe stałe sprzężenia dalej biegną do zera) i to on determinuje wyznaczane wartości wykładników krytycznych, które, jak się okazuje, dają się wszystkie wyrazić przez dwie funkcje tylko (tzw. funkcję beta sprzężenia λ_R i wymiar anomalny pola φ_R) obliczone dla tych granicznych wartości zrenormalizowanych sprzężeń.[25] W ten sposób naturalne wyjaśnienie znajdują związki pomiędzy tymi wykładnikami (wystarczy obliczyć dwa, by wyznaczyć wszystkie) oraz ich tzw. uniwersalność polegająca na tym, że wykładniki charakteryzujące zachowanie krytyczne układów tak różnych, jak ciecze, czy wykorzystany tu w charakterze przykładu układ spinów Isinga, jest takie samo; układy te mają takie same wymiary i taki sam charakter mają ich makroskopowe parametry porządku – układom tym odpowiada więc taki sam model efektywnej euklidesowej teorii pola i jedyne czym mogą się one różnić, to wartościami „gołych" parametrów i stałych sprzężenia działania I_E; wykładniki krytyczne nie są jednak zdeterminowane wartościami „gołych" sprzężeń, lecz punktami stałymi zrenormalizowanych sprzężeń, do których te zbiegają w granicy $\mu \to 0$, niezależnie od swoich wartości wyjściowych.

Niestety otrzymanie tą metodą, wykorzystującą zwykły rachunek zaburzeń i zwykłe zastosowanie doń grupy renormalizacji, dobrych wykładników krytycznych wymaga obliczeń w wysokich rzędach rachunku zaburzeń (parametrem rozwinięcia okazuje się odstępstwo $\epsilon \equiv 4 - D$ rzeczywistego wymiaru układu od tzw. górnego

24. Warto w tym kontekście dodać jeszcze komentarz dotyczący skończoności funkcji Greena. Jest jasne, że gdyby współczynnik $a_{\rm B}(\Lambda)$ (i pozostałe parametry $b_{\rm B}(\Lambda)$ itd.) był taki, jaki wynika z konstrukcji $I_E[\phi]$ jako rozkładu prawdopodobieństwa zmiennej losowej $\varphi(\bar{\mathbf{x}})$, funkcje Greena pola $\varphi(\bar{\mathbf{x}})$, jako funkcje korelacji dobrze określonej zmiennej losowej, byłyby skończone. Przy podejściu „fenomenologicznym" można, oczywiście, dobrać zależność parametrów $a_{\rm B}$, $b_{\rm B}$ itd. od obcięcia tak, by uczynić funkcje Greena elementarnych pól ϕ skończonymi, ale nie jest to niezbędne (i tak można tylko utrzymywać, że pole $\varphi(\bar{\mathbf{x}})$ jest do prawdziwego uśrednionego lokalnego namagnesowania proporcjonalne), by wyznaczyć fizyczne wielkości takie jak długość korelacji, podobnie jak w relatywistycznych teoriach skończoność funkcji Greena nie jest potrzebna, żeby wyznaczać z nich elementy macierzy S.

25. Zastosowanie metody grupy renormalizacji do zjawisk krytycznych w ramach teorii pola jest w pewnym sensie przeciwne (ale też ciekawsze nawet i bardziej złożone) do ich zastosowania w chromodynamice kwantowej przy wykorzystywaniu jej tzw. asymptotycznej swobody (zob. np. artykuły w *Postępy Fizyki* **56** (2005): mój s. 4 i Davida Grossa s. 195), kiedy bada się granicę $\mu \to \infty$, w której stała sprzężenia kwarków i gluonów biegnie do trywialnego (tj. zerowego) punktu stałego. Jednak jest naprawdę wspaniale móc, omawiając na wykładzie z fizyki statystycznej zjawiska krytyczne, powiedzieć słuchaczom, iż zachowanie w punkcie krytycznym układów takich jak płyny jednooskładnikowe (np. H_20) czy substancje, które z paramagnetyków stają się ferromagnetykami, ma coś wspólnego z faktem, że przy tzw. głębokonieelastycznym rozpraszaniu leptonów na hadronach kwarki, z których zbudowane są hadrony, zachowują się niemal jak swobodne (co objawia się tzw. skalowaniem Bjorkena odpowiednich funkcji struktury hadronów)!

wymiaru krytycznego równego 4, powyżej którego wykładniki krytyczne są takie same, jak przewiduje teoria Landaua) i, dodatkowo, korzystania z matematycznych technik sumowania szeregów asymptotycznych. Znacznie efektywniejsza jest tu metoda wykorzystująca tzw. funkcjonalną grupę renormalizacji, wprowadzoną przez C. Wettericha. Polega ona na obliczaniu całki funkcjonalnej bezpośrednio w fizycznej liczbie wymiarów D przez zmodyfikowanie działania I_E o zależny od pewnego parametru skali κ (pełniącego rolę obcięcia podczerwonego) człon efektywnie tłumiący wkłady do niej, pochodzące od pól fluktuujących na skalach odległości większych niż $1/\kappa$. W rezultacie obliczane jest zależne od parametru κ działanie efektywne $\Gamma_\kappa[\Phi]$ równe $I_E[\Phi]$, gdy $\kappa = \Lambda$ i pełnemu działaniu efektywnemu $\Gamma[\Phi]$, gdy $\kappa \to 0$. Działanie $\Gamma_\kappa[\Phi]$ spełnia pewne funkcjonalne równanie różniczkowe, które można rozwiązywać różnymi sposobami. Jednym z najprostszych jest zapostulowanie postaci funkcjonału $\Gamma_\kappa[\Phi]$ z dowolnymi parametrami (efektywnymi sprzężeniami) zależnymi od κ i przetłumaczenie równania funkcjonalnego na $\Gamma_\kappa[\Phi]$ na zwykłe różniczkowe równania spełniane przez parametry jako funkcje κ. Przy odpowiednim wyborze warunków początkowych (przy $\kappa = \Lambda$) otrzymuje się zachowanie rozwiązań odpowiadające zbliżaniu się układu do punktu krytycznego, co pozwala dość łatwo wyznaczyć wykładniki krytyczne.

Powróćmy teraz do formułowania kwantowej teorii pola w zwykłej czasoprzestrzeni. Jeżeli robi się to bezpośrednio poprzez postulat definiujący funkcje Greena jako odpowiednie całki funkcjonalne, bez odwoływania się do formalizmu operatorowego (a w większości przypadków gdy się nawet to czyni, to nie korzysta się w pełni z przepisu LSZ w takiej jego formie, w jakiej został on tu wcześniej przedstawiony), to aby obliczać elementy macierzy S, konieczne jest uzupełnienie tego postulatu wprowadzanym zazwyczaj ad hoc przepisem, że przy obliczaniu funkcji Greena w rachunku zaburzeń należy pomijać diagramy niespójne[26] oraz te stanowiące poprawki do linii zewnętrznych diagramów i na każdą z takich linii wprowadzić należy czynnik „funkcji falowej" cząstki (lub antycząstki) w stanie początkowym lub końcowym, którego postać uzasadnia się na ogół odwołując się do odpowiednich rozwiązań swobodnych równań falowych i feynmanowskiej interpretacji antycząstek jako cząstek propagujących się wstecz w czasie.[27] Jeszcze większy kłopot stanowi przy tym uzasadnienie, dlaczego przy renormalizacji innej niż „na powłoce masy", np. przy stosowaniu tzw. minimalnego odjęcia (zob. część 2. artykułu), konieczne jest uwzględnienie czynników $\mathcal{Z}^{1/2}$ odpowiednich do używanych przeskalowanych pól. Powinno też być jasne, że formułując te przepisy implicite przyjmuje się restrykcyjne założenia o odpowiedniości jeden do jednego stanów własnych swobodnego hamiltonianu („kwantów" pól swobodnych) i hamiltonianu z oddziaływaniami.

Z powyższych uwag jasno wynika, że formułowanie kwantowej teorii pola przez całki po trajektoriach nawet w przypadku prostych teorii wymaga jednak, jeśli chce się w miarę porządnie uzasadnić podawane przepisy prowadzące do elementów macierzy S, odwoływania się do formalizmu operatorowego. Jest on także gwarancją spełniania warunków unitarności przez otrzymywane w ramach kwantowej teorii pola amplitudy prawdopodobieństwa i elementy macierzy S – w sformułowaniu funkcjonalnym ta ich cecha nie jest oczywista i można ją sprawdzać (zapewniać) tylko perturbacyjnie analizując zachodzenie (bądź żądając ich zachodzenia) odpowiednich związków między przyczynkami wnoszonymi przez różne diagramy Feynmana. Jednak podejście do kwantowania wykorzystujące całki po trajektoriach wnosi pewne wygodne uproszczenia. Przede wszystkim przestaje być widoczna (choć to może nie jest żadna zaleta…) nieseparowalność przestrzeni Hilberta, która powoduje (na ogół czysto formalne dla fizyka, choć trudne do przezwyciężenia dla matematyka) problemy przy przechodzeniu od jednych zmiennych polowych do innych; tu operacje takie jak przeskalowania operatorów (ich „renormalizacja") są zwy-

26. Ich pomijanie w istocie wiąże się ze spełnianą przez macierze S otrzymywane z lokalnych kwantowych teorii pola zasadą rozkładu gronowego (ang. *cluster decomposition principle*), która gwarantuje, że elementy takich macierzy S odpowiadające procesom zachodzącym równolegle w odległych przestrzennie miejscach (laboratoriach) faktoryzują się – prawdopodobieństwa rezultatów takich procesów nie są ze sobą skorelowane; pomijane niespójne części funkcji Greena dają właśnie sfaktoryzowane elementy macierzy S odpowiadające odległym przestrzennie, równoległym procesom i po zsumowaniu kwadratów ich modułów, czyli po zsumowaniu prawdopodobieństw wszystkich możliwych rezultatów tych równoległych procesów muszą dać czynnik równy jedności.

27. Pogłębiając tym samym konfuzje narosłe wokół kwantowej teorii pola wskutek notorycznego korzystania przy jej formułowaniu z niespójnych argumentów. Jeśli jednak uważa się, tak jak M. Peskin i D.V. Schroeder, autorzy podręcznika *An Introduction to Quantum Field Theory* (Addison-Wesley Publishing Company, 1995), że: *Quantum Field Theory is a set of ideas and tools that combines three of the major themes of modern physics: the quantum theory, the field concept and the principle of relativity* (a nie, że jest to logicznie skonstruowana teoria), to nie ma czemu się dziwić… Przy okazji znów nie mogę się powstrzymać od złośliwego zauważenia, iż autorzy tej nader często wykorzystywanej przez studentów książki nie szczędzą w niej (liczy ona ponad 800 stron!) kwiecistych (wypowiadanych na ogół we współczesnej beztreściowej nowomowie) komentarzy, ale w swoim słowotoku nigdy nie mówią tego, co naprawdę jest istotne.

kłymi funkcjonalnymi zamianami zmiennych, dokonywanymi na klasycznym działaniu i gęstości lagrangianu. Co więcej, nawet jeśli wyprowadza się reprezentację amplitud i funkcji Greena przez całki funkcjonalne wychodząc od sformułowania operatorowego i hamiltonianu, to ostatecznie reguły Feynmana wynikają z postaci (klasycznego) lagrangianu, występującego w czynniku eksponencjalnym w całce funkcjonalnej, [28] który ma postać jawnie lorentzowsko niezmienniczą (przypomnijmy tu „dziwny" wygląd hamiltonianu po przejściu do przeskalowanych operatorów pola!) i przeskalowanie pól nie prowadzi, tak jak przy podejściu operatorowym, do powstania w oddziaływaniu członów niekowariantnych; zarazem nie powstają też niekowariantne wyrazy w propagatorach, gdyż te są tu kowariantnymi funkcjami Greena (w sensie matematycznym) kowariantnych równań Eulera–Lagrange'a pól swobodnych tak, iż nie zachodzi tu żadne (konieczne w formalizmie operatorowym, choć nieoczywiste) kasowanie. Także propagator fotonu w elektrodynamice kwantowej formułowanej za pomocą całek funkcjonalnych jest automatycznie kowariantny (w podejściu operatorowym ma on niekowariantne i przestrzennie nielokalne człony skracające się następnie z przyczynkami wnoszonymi przez diagramy, generowane w wyniku konieczności jawnego w takim podejściu uwzględnienia w hamiltonianie przestrzennie nielokalnego oddziaływania coulombowskiego). Inaczej patrząc, wszystkie iloczyny chronologiczne operatorów, takie jak występujące w definicji funkcji Greena, definiowane implicite przez podejście funkcjonalne są automatycznie tzw. kowariantnymi iloczynami chronologicznymi.

Przyjęcie postulatu, że funkcje Greena teorii są dane całką funkcjonalną z czynnikiem eksponencjalnym, w którym występuje klasyczne działanie, pozwala także bezpośrednio rozpatrywać teorie, których klasyczne lagrangiany zależą od pochodnych wyższych niż pierwsze. Taką postać mają szeroko wykorzystywane teorie efektywne, np. tzw. chiralne teorie niskoenergetycznych oddziaływań mezonów (będących pseudogoldstonowskimi bozonami jawnie i zarazem spontanicznie naruszonych symetrii chromodynamiki kwantowej) i różne modele uogólniające sprawdzony model standardowy. Droga do sformułowania takich teorii w języku przestrzeni Hilberta jest dość żmudna i wymaga rozpatrywania ich jako teorii z więzami.[29] Nie jest to jednak potrzebne do otrzymania kowariantnych reguł Feynmana choć, oczywiście, stosowanie przepisu LSZ do funkcji Greena implicite zakłada istnienie struktury kanonicznej nawet takich teorii (chyba że znów przyjmie się przepis LSZ w charakterze dodatkowego postulatu).

W przypadku pól Yanga–Millsa (sprzężonych z innymi polami lub nie), których najważniejszą cechą jest niezmienniczość ich klasycznego działania, a przede wszystkim ogólnie rozumianego (tu jeszcze klasycznie, ale tego samego oczekuje się w przypadku teorii kwantowej) stanu rzeczywistego układu fizycznego względem lokalnych przekształceń cechowania pól $A^a_\mu(x)$, które są jedynie charakteryzującymi ten stan zmiennymi, bezpośrednie przyjęcie postulatu wiążącego funkcje Greena operatorów z całką po wszystkich możliwych chwilowych konfiguracjach pól prowadzi do technicznej trudności. Powstaje ona, gdyż z powodu niezmienniczości działania operator różniczkowy (analog wspomnianego tu już operatora $\Delta_{ij}(x)$) występujący w jego części zależnej biliniowo od A^a_μ jest nieodwracalny, co powoduje, iż nie można zdefiniować jego (w matematycznym sensie) funkcji Greena i tym samym swobodnego propagatora. Poza tym, jeśli przyjąć, że są to funkcje Greena operatorów również niezmienniczych względem cechowania, a takie powinny wystarczać do pełnego scharakteryzowania niezmienniczych względem cechowania stanów układu, to całka funkcjonalna jest proporcjonalna do objętości grupy cechowania która, ponieważ są to przekształcenia lokalne, jest proporcjonalna do nieskończonej objętości czasoprzestrzeni. Sam z siebie ten nieskończony czynnik nie jest kłopotem - jak to uzasadniałem, czynniki takie zawsze kasują się z analogicznymi czynnikami pochodzącymi z całek użytych do normalizacji, ale właściwość ta podpowiada sposób poradzenia sobie z pierwszym problemem. Polega on na sprytnym wydzieleniu z całki funkcjonalnej (nieskończonej) objętości grupy, czego skutkiem jest uzupełnienie klasycznego działania o człon nie–niezmienniczy względem przekształceń cechowania, zwany wyrazem ustalającym cechowanie, gdyż jego postać wynika z nakładanego efektywnie na pola A^a_μ warunku (który można wybrać w pewnym zakresie dowolnie) pełniącego właśnie taką rolę i wystąpienie zależnego od pól cechowania czyn-

28. Należy jednak wspomnieć, że w przypadku niektórych modeli kwantowej teorii pola (np. tzw. nieliniowego modelu σ) bardziej rygorystyczne, wychodzące od ich operatorowego sformułowania, wyprowadzenie np. reprezentacji operatora ewolucji przez całkę po trajektoriach, ujawnia konieczność uzupełnienia czysto klasycznego działania o dodatkowe człony, które mogą nawet być osobliwe, ale są konieczne dla pełnej równoważności obu podejść.

29. W istocie chwyt pozwalający przeprowadzić konieczną hamiltonizację klasycznych wersji takich teorii polega na znanym z teorii zwyczajnych równań różniczkowych wyższego rzędu wprowadzeniu większej liczby niewiadomych funkcji (tu pól) w celu obniżenia rzędu równania; przy przeprowadzaniu kwantyzacji, związki wyrażające równość jednych pól pochodnym innych stają się więzami i powodują konieczność posłużenia się formalizmem Diraca wspomnianym w części 2 tego artykułu.

nika przedeksponencjalnego (jego konkretna postać jest skorelowana z postacią członu nie–niezmienniczego) zwanego wyznacznikiem Faddiejewa–Popowa. Jeśli, jak ma to zwykle miejsce, człon nie–niezmienniczy jest biliniowo zależny od pól A^a_μ, jego włączenie do działania swobodnego usuwa nieodwracalność występującego w nim operatora różniczkowego i umożliwia zdefiniownanie propagatora; z kolei wyznacznik Faddiejewa–Popowa, który jest, jeśli człon nie–niezmienniczy zależy od pól A^a_μ kwadratowo, operatorem różniczkowym składającym się z operatora niezależnego od pól A^a_μ i operatora zależnego od nich liniowo, daje się formalnie przedstawić w postaci całki funkcjonalnej po polach grassmanowskich c^a i $\bar{c}^a$ (są one od siebie niezależne), zwanych polami „duchów", z czynnika eksponencjalnego mającego formę dodatkowego, zleżącego biliniowo od pól duchów, członu działania i składającego się z części niezależnej od pól A^a_μ, która umożliwia zdefiniowanie propagatora duchów, i części zależnej od nich liniowo dającej oddziaływanie duchów z polami cechowania. Otrzymuje się w ten sposób dość szybko reguły Feynmana kwantowej teorii pól Yanga–Millsa (sprzężonych z innymi polami lub nie), zgodnie z którymi wśród diagramów dających przyczynki do funkcji Greena trzeba uwzględniać także takie z zamkniętymi pętlami pól duchów, które są konieczne, by amplitudy obliczane za pomocą diagramów spełniały warunki unitarności.[30]

Jednak naszkicowana tu procedura kwantowania pól Yanga–Millsa (lub ściślej: otrzymywania reguł Feynmana takich teorii) ma poważną wadę, działa bowiem tylko wtedy, gdy człon nie–niezmienniczy jest od pól zależny biliniowo; jeśli zależałby on od nich w bardziej skomplikowany sposób, amplitudy otrzymywane z diagramów nie byłyby unitarne; pojawiłyby się też problemy z usuwaniem nieskończoności (te dwie rzeczy są ze sobą zawsze związane, gdyż unitarność amplitud obliczonych w niższym rzędzie rachunku zaburzeń ogranicza charakter wzrostu, gdy dążą do nieskończoności czteropędy cząstek wirtualnych, funkcji podcałkowych w wyrażeniach odpowiadających diagramom wyższego rzędu, w których te amplitudy są poddiagramami) i to nie tylko z samych funkcji Greena, ale także z wielkości mierzalnych (po renormalizacji parametrów). Pokazuje to, że taka procedura „kwantowania" nie jest systematyczna. W istocie kluczowe dla (przypadkowego) jej działania jest to, że gdy człon nie–niezmienniczy jest biliniowy, otrzymane w jej wyniku nowe działanie (będące sumą wyjściowego klasycznego działania, członu nie–niezmienniczego i członu zależnego od pól duchów) jest niezmiennicze względem przekształceń, nowej (już tylko globalnej, a nie lokalnej) symetrii zwanej symetrią BRST (od nazwisk jej odkrywców: Becchiego, Roueta, Story i Tiutina), wiążących ze sobą pola cechowania i grassmanowskie pola duchów (są więc to przekształcenia typu supersymetrycznego) i to owa symetria BRST jest odpowiedzialna za „sukces" kwantowania. Gdy człon nie–niezmienniczy jest bardziej skomplikowany, przepis z wyznacznikiem Faddiejewa–Popowa nie prowadzi do działania mającego symetrię BRST i bez dodatkowych uzupełnień prosta metoda „kwantowania" przez wykorzystanie całek po trajektoriach zawodzi. Nawet jeśli udaje się ją uzupełnić, np. dopisując metodą prób i błędów (lub stosując jakieś bardziej systematyczne podejście) dodatkowe człony do działania tak, by w końcu miało ono symetrię BRST, to z uwagi na to, że uzasadnieniem przepisu LSZ, pozwalającego z funkcji Greena otrzymywać elementy macierzy S, jest struktura hamiltonowska, wydaje się, że lepiej jest, korzystając z metody Diraca, kwantować taką teorię jako ograniczony więzami układ pól cechowania i pól duchów mający symetrię BRST. Jak już wspomniałem, wbrew dość powszechnemu mniemaniu nie jest to bardzo skomplikowane (przynajmniej w przypadku zwykłych teorii z polami Yanga–Millsa; jedyną niedogodnością jest konieczność zauważenia znoszenia się różnych niekowariantnych przyczynków), pozwala za to zidentyfikować nilpotentne ładunki symetrii BRST i uwypuklić kohomologiczną strukturę przestrzeni Hilberta, z której wynika jej rozkład na podprzestrzeń reprezentującą stany fizyczne układu i podprzestrzeń niefizyczną (której wektory mogą mieć niedodatnie normy). Rozkład taki pozwala jednoznacznie orzekać, które z biegunów różnych dwupunktowych funkcji Greena odpowiadają rzeczywistym cząstkom (że takich nie reprezentują np. bieguny odpowiadające bozonom Goldstone'a związanym z naruszonymi symetriami cechowania). Umożliwia on także wykazanie (na ogół co prawda czysto formalne, gdyż wykorzystujące omawiane już założenie o odpowiedniości jeden do jednego stanów własnych hamiltonianów pełnego i swobodnego) unitarności macierzy S w podprzestrzeni reprezentującej stany fizyczne oraz jej niezależności od wyboru członu ustalającego

30. Do przepisu tego doszedł m.in. Feynman i podał go w najbardziej znanej ze wszystkich prac opublikowanych w *Acta Physica Polonica* B, tj. *Acta Phys. Pol.* B **24**, 697 (1963) (w ramach materiałów z konferencji w Jabłonnie, słynnej także ze zdjęcia Feynmana z profesorem Iwo Białynickim-Birulą) jako koniecznego dla unitarności; lubię sobie wyobrażać, że był to odległy efekt pytania, które piętnaście lat wcześniej, na minikonferencji w Pocono Manor, gdy przedstawiał swój sposób formułowania rachunku zaburzeń w elektrodynamice kwantowej, zadał Feynmanowi obecny tam Dirac: *Ale czy Pana teoria jest unitarna?* i na które, nieco niepewny o co chodzi z tą unitarnością, miał odpowiedzieć: *Powiem Panu, jak ona działa, a Pan mi powie, czy jest unitarna …* (J. Gleick *Geniusz*, Zysk i S-ka, 1999).

cechowanie.[31] Sformułowanie teorii pól Yanga–Millsa przez całki po trajektoriach okazuje się jednak bardzo pomocne przy znajdywaniu reguł Feynmana teorii, w których symetrie cechowania są naruszone spontanicznie (po raz pierwszy zrobił to Gerardus 't Hooft w jednej z prac z 1971, za które w 1999 otrzymał wraz z Martinusem Veltmanem Nagrodę Nobla)[32] oraz przy wyprowadzaniu związków między różnymi funkcjami Greena. Związki te, zwane tożsamościami Warda–Takahashiego (lub Sławnowa–Taylora), wynikają z symetrii cechowania ścisłych lub spontanicznie naruszonych (a właściwie z odpowiednich symetrii BRST). W sformułowaniu funkcjonalnym teorii wynikają one z tzw. tożsamości Zinn-Justina, które musi spełniać pełny funkcjonał kwantowego działania efektywnego $\Gamma_{1\mathrm{PI}}[A^a_\mu, \dots]$. Muszą one zachodzić, by teoria była wewnętrznie spójna, a mogą być naruszone przez konieczność wprowadzenia regularyzacji; zazwyczaj uważa się, że regularyzacja wymiarowa (polegająca na sformułowaniu teorii w $d = 4 - \varepsilon$ wymiarach) zachowuje wszystkie te związki automatycznie, ale nie jest to prawdą; gdy symetrie cechowania mają charakter chiralny (działają inaczej na różne chiralne składowe tych samych diracowskich pól fermionowych, a tak właśnie jest w modelu standardowym), konieczne jest „ręczne restaurowanie" tych związków przez odpowiedni wybór nie–niezmienniczych kontrczłonów. Na bardziej zaawansowanym poziomie analiza tożsamości Zinn-Justina spełnianych przez pełny funkcjonał $\Gamma_{1\mathrm{PI}}[A^a_\mu, \dots]$ umożliwia w zasadzie rekonstrukcję prawdziwych stanów asymptotycznych (*in* i *out*) i zdefiniowanie łączącego je operatora $\hat{S}$ (a nie $\hat{S}_0$), którego elementy pomiędzy stanami *in* i *out* dają macierz $\hat{S}$ teorii.

Oprócz tego, że sformułowanie kwantowej teorii pola w języku całek funkcjonalnych otwiera, dzięki ich dyskretyzacji na skończonych sieciach punktów zastępujących czasoprzestrzenne kontinuum, możliwość numerycznego badania właściwości (głównie statystycznych takich jak zachodzenia przemian fazowych w układach pól) różnych jej modeli, całki po trajektoriach są właściwie jedynym narzędziem przy badaniu tych aspektów kwantowej teorii pola, które nie poddają się analizie za pomocą rachunku zaburzeń, np. uwzględniania tych przyczynków do amplitud, które zależą od stałych sprzężenia w sposób nieanalityczny. Możliwość taką daje obliczanie całek fukcjonalnych przez rozwijanie ich wokół pewnych nietrywialnych konfiguracji pól zamiast, jak ma to miejsce w przypadku zwykłego rachunku zaburzeń, wokół pól równych zeru. Pozwala to badać wpływ na widmo hamiltonianu teorii nietrywialnych warunków brzegowych, jakie mogą być nakładane na pola w nieskończoności. Warunki takie np. w przypadku nieabelowych pól cechowania prowadzą do istnienia nietrywialnych topologicznie konfiguracji, które istotnie zmieniają strukturę stanów własnych hamiltonianu, w szczególności jego stanu podstawowego. Przy badaniu takich efektów znów kluczowe staje się naszkicowane tu sformułowanie teorii jako teorii pól określonych na przestrzeni euklidesowej (dopełnione wickowskim przedłużeniem analitycznym). Jest tak dlatego, że z powodu nieoscylacyjnego charakteru czynnika eksponencjalnego, w takim sformułowaniu zupełnie inna jest waga z jaką do całki wchodzą poszczególne konfiguracje trajektorii. Najłatwiej to zilustrować przykładem z mechaniki kwantowej cząstki poruszającej się w jednym wymiarze przestrzennym w symetrycznym względem odbić potencjale $V(x) = V(-x)$, dążącym do nieskończoności, gdy $|x| \to \infty$, ale mającym dwa minima w $x = -a$ i $x = a$ przedzielone „górką" o wysokości h w $x = 0$. Gdyby górka była nieskończenie wysoka ($h = \infty$), istniałyby dwie rozłączne grupy stanów własnych hamiltonianu $\hat{H} = \hat{p}^2/2m + V(\hat{x})$ o dokładnie odpowiadających sobie energiach, a cząstka znajdująca się w stanie będącym superpozycją stanów własnych H, zlokalizowanych wokół jednego z dołków, nigdy nie mogłaby być znaleziona w okolicy drugiego dołka. Przy skończonej wysokości górki istnieje niezerowa amplituda prawdopodobieństwa tego, że cząstka w chwili t_1 całkowicie zlokalizowana w pobliżu $x = -a$, zostanie zarejestrowana w chwili t_2 w pobliżu $x = a$ (lub na odwrót).[33] Istnienie takich niezerowych amplitud

31. Weinberg w drugim tomie *Nowoczesne zastosowania* swojej *Teorii pól kwantowych* (PWN, 1999) szkicuje te dowody, ale w sposób bardzo niekompletny.

32. *Postępy Fizyki* **51**, 49 i 281 (2000).

33. Jest to istota tzw. efektu tunelowego. Często przedstawia się ją bałamutnie (zapewne przy popularnych omówieniach jest to zabieg prestidigitatorski mający zdezorientować publikę, by lepiej przyjęła sztuczkę; gorzej jeśli takie stwierdzenia spotyka się w renomowanych podręcznikach), twierdząc, że jeśli cząstka znajduje się w chwili początkowej np. w lewym minimum i ma energię niższą niż wysokość „górki", to nie istnieje trajektoria klasyczna, łącząca to minimum z prawym i dlatego klasycznie cząstka pozostaje uwięziona w lewym minimum oraz że to nieistnienie odpowiedniej trajektorii klasycznej jest powodem przejścia do sformułowania z urojonym czasem. Jak tłumaczę to w artykule, trajektorii klasycznych istnieje wiele. Bałamutność polega tu na tym, że z punktu widzenia mechaniki kwantowej cząstka zlokalizowana wokół np. $x = -a$ nie może mieć określonej energii – jej stan jest superpozycją wszystkich możliwych stanów własnych hamiltonianu (mówienie więc, że cząstka ma jakąś energię jest po prostu bez sensu). Wobec tego istnieje prawdopodobieństwo znalezienia jej z każdą, nawet bardzo dużą energią należącą do widma hamiltonianu – nic więc dziwnego, że może przekroczyć skończoną barierę potencjału. Dlatego za bardziej „szokującą" powinno się uważać możliwość znalezienia cząstki znajdującej się w stanie o dobrze określonej energii (w stanie własnym hamiltonianu) w obszarach, w których potencjał jest wyższy niż jej energia.

powinno zostać uwzględnione w całce funkcjonalnej reprezentującej np. operator ewolucji czasowej układu, np. w całce dającej $\langle a|\exp\{-(i/\hbar)\hat{H}(t_2 - t_1)\}|-a\rangle$. Istnieje jednak nieskończenie wiele klasycznych trajektorii (spełniających klasyczne równania ruchu, a więc będących punktami stacjonarnymi oscylacyjnego czynnika występującego w całce funkcjonalnej) takich, że cząstka rozpoczyna ruch w chwili t_1 w $x = -a$ i przechodzi przez $x = a$ w zadanej chwili t_2 (wystarczy wyobrazić sobie, że nadajemy jej w chwili t_1 odpowiednio dobraną prędkość, by po wykonaniu większej lub mniejszej liczby oscylacji przechodziła przez $x = a$ akurat w chwili t_2), co utrudnia zadanie. Tymczasem w sformułowaniu z czasem urojonym, „klasyczny" lagrangian występujący w działaniu I_E ma postać $T + V$ (zamiast $T - V$) i klasyczne trajektorie będące jego punktami stacjonarnymi odpowiadają ruchowi cząstki w potencjale $-V(x)$ mającym dwie „górki" w $x = -a$ oraz $x = a$ (przedzielone dołkiem o głębokości h) i spadającym do $-\infty$ przy $|x| \to \infty$. Jest intuicyjnie jasne, że dopiero przy $(t_2 - t_1) \to \infty$ istnieje tylko jedna „klasyczna" trajektoria łącząca asymptotycznie $x = -a$ z $x = a$ i to ona daje ten istotny, związany z rozszczepieniem poziomów energetycznych hamiltonianu przy skończonym h, przyczynek do całki funkcjonalnej. Uwzględnienie go pozwala przy $(t_2 - t_1) \to \infty$ „odczytać" rozszczepienia poziomów energetycznych takiego układu powodowane skończoną wysokością bariery. W analogiczny sposób, istnienie nietrywialnych rozwiązań „euklidesowych" klasycznych teorii pola pozwala badać np. nietrywialną strukturę stanu podstawowego teorii z nieabelowym[34] cechowaniem oraz topologiczne efekty w innych modelach kwantowej teorii pola.

34. Zauważmy, że analogia z ruchem cząstki w potencjale o dwóch dołkach pozwala też zrozumieć, dlaczego w przypadku pól Yanga–Millsa, mimo iż chodzi o nietrywialne warunki brzegowe nakładane na pola cechowania $A^a_\mu(t, \mathbf{x})$ w przestrzennej nieskończoności ($|\mathbf{x}| \to \infty$), szczególną rolę odgrywają tzw. rozwiązania instantonowe klasycznych równań euklidesowej wersji teorii, które spełniają nietrywialne warunki na brzegu całej czasoprzestrzeni euklidesowej, bez wyróżniania w niej jakiegoś kierunku.

Podsumowanie

Kwantowa teoria pola nie jest łatwa – jest to zwykle najtrudniejszy wykład (dziś utrudniony tym, że wiedza jaką wynoszą studenci z typowego kursu mechaniki kwantowej jest, mówiąc oględnie, bardzo ograniczona, a na kurs kwantowej teorii pola przeznacza się jeden semestralny wykład w formacie 2 + 2). Przedstawiłem tu w zarysie mój punkt widzenia na to, jak powinno się dziś przedstawiać podstawy tej teorii i świadom jestem, że może on się wydać nieortodoksyjny, by nie rzec kontrowersyjny (zwłaszcza dla starszej generacji teoretyków wychowanych w ubóstwieniu równania Diraca). Jestem jednak przekonany, że zaproponowany tu punkt widzenia nie dość, że jest całkowicie poprawny, to jest jeszcze znacznie bardziej logiczny i dzięki temu łatwiejszy do zrozumienia dla dopiero uczących się kwantowej teorii pola. Jak to w mojej ulubionej książeczce *The Elements of Classical Thermodynamics* napisał jej autor, A. Brian Pippard:

> *While it is fascinating for the historian of science to see how Carnot, in his astonishing memoir Sur la puissance motrice du feu (1824), arrived at so many correct conclusions after having started with the incorrect caloric theory of heat, only confusion would result from trying to base a modern treatement on this work.*

Prezentując dziś kwantową teorię pola w tradycyjny sposób w dużej mierze idzie się właśnie „śladami rozumowań Carnota". Wydaje się, że w XXI wieku właściwe byłoby już otrząsnąć się z bezwładu umysłowego oraz bałwochwalczego uwielbienia równania Diraca i zacząć wykładać kwantową teorię pola, która, jak wspomniałem na wstępie, jest dziś absolutnie niezbędnym narzędziem każdego teoretyka – i to nie tylko zajmującego się fizyką wysokich energii i cząstek elementarnych, ale także zainteresowanego fizyką materii skondensowanej i fizyka statystyczną – w sposób, który uczyni ją bardziej logiczną i dzięki temu lepiej zrozumiałą. Jest to, jak się wydaje, podstawowy warunek twórczego z niej korzystania.

Józef Rotblat – zapomniany noblista
Józef Rotblat – forgotten Nobel Prize winner

Andrzej Hennel

(emerytowany profesor Wydziału Fizyki UW)

Abstrakt. Józef Rotblat urodził się w 1908 w Warszawie, mając 30 lat uzyskał stopień doktora fizyki na Wydziale Matematyczno-Przyrodniczym Uniwersytetu Warszawskiego. Od 1939 pracował na Uniwersytecie w Liverpoolu, a od 1944 w laboratorium w Los Alamos. Przyjął obywatelstwo brytyjskie w 1946 , a od 1949 był profesorem fizyki w Szpitalu św. Bartłomieja w Londynie. Był sygnatariuszem Manifestu Einsteina-Russela (1955) i współzałożycielem Konferencji Pugwash w Sprawie Nauki i Problemów Światowych. W latach 1957-1973 był Sekretarzem Generalnym Pugwash, a w latach 1988-1997 jej Prezesem. W 1995 przyznano wspólną Pokojową Nagrodę Nobla dla Konferencji Pugwash (50%) i Józefa Rotblata (50%). Zmarł w Londynie w 2005 roku.
Słowa kluczowe: Józef Rotblat, Los Alamos, bomba atomowa, pokojowa Nagroda Nobla, Pugwash

Abstract. Józef Rotblat was born in 1908 in Warsaw, and in 1938 he received a PhD in physics from the Faculty of Mathematics and Natural Sciences of the University of Warsaw. From 1939 he worked at the University of Liverpool, and in 1944 at the Los Alamos laboratory. In 1946 he became a British citizen and from 1949 he was a professor of physics at St. Bartholomew's Hospital in London. He was a signatory of the Einstein-Russel Manifesto in 1955 and co-founder of the Pugwash Conference on Science and World Problems. In the years 1957-1973 he was the Secretary General of Pugwash, and in the years 1988-1997 its President. In 1995, they received the Nobel Peace Prize jointly: Pugwash (50%) and Józef Rotblat (50%). He died in London in 2005.
Keywords: Józef Rotblat, Los Alamos, atomic bomb, Peace Nobel Prize, Pugwash

W Katowicach na budynku Rektoratu Uniwersytetu Śląskiego znajduje się mural.

Ryc. 1. Mural Marii Goeppert-Mayer na budynku Rektoratu Uniwersytetu Śląskiego w Katowicach przy ul. Bankowej 12A (https://www.wkatowicach.eu/informacje/index/Ludzie-na-muralach-w-Katowicach.-Znacie-ich-Zdjecia/idn:5368_)

Przedstawia urodzoną w Katowicach, Marię Goeppert-Meyer (1906-1972), laureatkę Nagrody Nobla z fizyki w 1963 roku. Wyjechała z Katowic w wieku 4 lat i nigdy więcej tam nie powróciła. Doktorat zrobiła w Getyndze (Niemcy) i w 1930 roku wyjechała z mężem Josephem Meyerem do USA.

W Strzelnie Kujawskim na rynku można znaleźć tablicę.

Ryc. 2. Tablica Alberta Michelsona na Rynku w Strzelnie Kujawskim (https://en.m.wikipedia.org/wiki/File:Strzelno_tablica_pamiatkowa_Albert_A_Michelson_2017_03_27_054.jpg)

Jest ona poświęcona kolejnemu laureatowi Nagrody Nobla z fizyki w 1907 roku, Albertowi Michelsonowi (1852-1931), którego rodzina wyemigrowała do Stanów Zjednoczonych, gdy miał 3 lata. Nigdy więcej nie był w Strzelcach Kujawskich.

Takich miejsc jest w Polsce wiele – około 50 laureatów Nagrody Nobla albo urodziło się w Rzeczypospolitej, albo urodzili się tu ich rodzice, albo pracowali na naszych uczelniach. Wiele miast i uczelni jest dumnych z powodu „posiadania" w swojej historii noblisty, nawet jeśli szybko je opuścił. Kolejny laureat Nagrody Nobla z fizyki Klaus von Klitzing (ur. 1943) był synem wielkopolskiego leśnika i wyjechał z Polski w 1945 roku. Środa Wielkopolska umieściła więc poświęconą mu tablicę na froncie szpitala, w którym się urodził.

W tej sytuacji, nie jestem w stanie do końca zrozumieć, dlaczego Polska, miasto Warszawa, Uniwersytet Warszawski i Wydział Fizyki UW nie chwalą się naszym noblistą, który urodził się w Warszawie, obronił doktorat na Uniwersytecie Warszawskim i otrzymał pokojową Nagrodę Nobla w 1995 roku. Nazywał się Józef Rotblat i nawet trudno go znaleźć na „oficjalnej" liście polskich noblistów, która zawiera tylko 7 nazwisk – Marię Skłodowską-Curie, Henryka Sienkiewicza, Władysława Reymonta, Czesława Miłosza, Lecha Wałęsę, Wisławę Szymborską i Olgę Tokarczuk. Nikomu nie przeszkadza też fakt, że Maria Skłodowska-Curie jest przez Francuzów uważana za francuską laureatkę, do Czesława Miłosza przyznają się poza Polską również Litwa i Stany Zjednoczone.

Takie sytuacje wśród noblistów zdarzają się. Rekordzistą jest chyba Albert Einstein, bowiem przyznają się do niego trzy kraje, których miał obywatelstwo – Niemcy, Szwajcaria i USA oraz Izrael, gdyż pochodził z żydowskiej rodziny. Józef Rotblat, był obywatelem polskim, a potem brytyjskim. Zwykł jednak mówić o sobie jako o „Polaku z brytyjskim paszportem".

Szukając jego śladów w Londynie, znajdziemy Joseph Rotblat Building – jeden z budynków połączonego z Londyńskim Uniwersytetem Kolegium Medycznego przy Szpitalu św. Bartłomieja w Londynie.

Ryc. 3. Budynek imienia Józefa Rotblata w Kolegium Medycznym Szpitala Świętego Bartłomieja Uniwersytetu Londyńskiego im. Królowej Marii (https://ammf.org.uk/2013/08/29/cruk-your-day-your-say/cruk-2/)

Znajdziemy też wiszącą od 2017 roku na rogu Great Russell Street i Bury Place tablicę poświęconą „jednemu z najwspanialszych synów Polski".

Ryc. 4. Tablica w Londynie na rogu Great Russell Street i Bury Place poświęcona Józefowi Rotblatowi (https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Sir_Joseph_Rotblat_plaque_-_65_Great_Russell_Street_Holborn_London_WC1B_3BL.jpg)

W Warszawie też można znaleźć dwa ślady Józefa Rotblata. W 2018 roku nadano imię Józefa Rotblata małemu zieleńcowi na Woli, u zbiegu ulicy Smoczej i Nowolipki.

Ryc. 5. Skwer w Warszawie u zbiegu ulicy Smoczej i Nowolipki imienia Józefa Rotblata (https://um.warszawa.pl/-/uroczyste-otwarcie-skweru-jozefa-rotblata)

Natomiast dwa lata wcześniej w 2016 roku w Audytorium Maximum Uniwersytetu Warszawskiego odsłonięto tablicę pamięci Józefa Rotblata.

W *Postępach Fizyki* w 2009 roku ukazał się szczegółowy życiorys Józefa Rotblata [1]. Czuję się więc zwolniony z obowiązku przytaczania dokładnego życiorysu noblisty i będę wskazywać jedynie sprawy kluczowe.

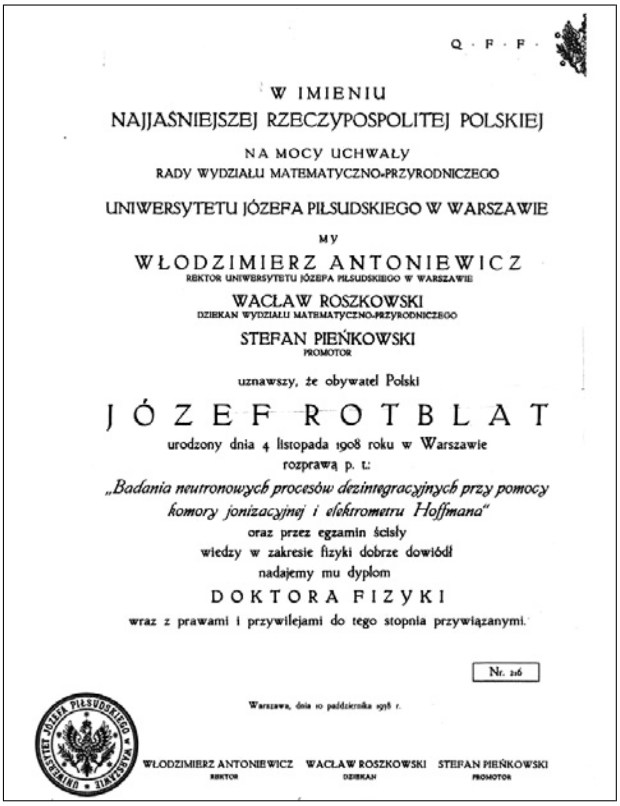
Ryc. 6. Poświęcona Józefowi Rotblatowi tablica w Audytorium Maximum Uniwersytetu Warszawskiego przy ul. Krakowskie Przedmieście 26/28 w Warszawie (https://pl.wikipedia.org/wiki/J%C3%B3zef_Rotblat#/media/Plik:Tablica_upami%C4%99tniaj%C4%85ca_J%C3%B3zefa_Rotblata_w_Auditorium_Maximum_Uniwersytetu_Warszawskiego.jpg)

Ukazały się również trzy książki, które mogę polecić zainteresowanym. Najciekawsza jest moim zdaniem książka *Noblista z Nowolipek* Marka Górlikowskiego [2]. Kolejna to *Żuraw z origami* Joanny Roszak [3] i wreszcie Rotblatowi poświęcił rozdział Sławomir Koper w książce *Nobliści, skandaliści* [4].

Ryc. 7. Józef Rotblat w młodym wieku. (https://www.polin.pl/pl/aktualnosci/2021/12/08/jozef-rotblat-laureat-pokojowej-nagrody-nobla-w-1995-r)

Józef Rotblat urodził się w Warszawie 04.11.1908 w rodzinie żydowskiej. Konfiskaty wojenne podczas I wojny światowej zmusiły go do szybkiego podjęcia pracy i studiów wieczorowych w Wolnej Wszechnicy Polskiej. W 1932 został magistrem fizyki. W latach 1932-1934 był studentem Wydziału Humanistycznego Uniwersytetu Warszawskiego. Ukończone kursy pedagogiczne dały mu prawo nauczania fizyki w szkołach średnich.

W 1934 został asystentem w Pracowni Radiologicznej Towarzystwa Naukowego Warszawskiego, gdzie pod opieką profesora Ludwika Wertensteina (ucznia Marii Skłodowskiej-Curie) przygotował pracę doktorską, której obrona odbyła się 10.10.1938 na Wydziale Matematyczno-Przyrodniczym Uniwersytetu Warszawskiego, a oficjalnym promotorem był profesor Stefan Pieńkowski. Obrona wraz z egzaminem trwały 6 godzin!



Q · F · F ·

W IMIENIU
NAJJAŚNIEJSZEJ RZECZYPOSPOLITEJ POLSKIEJ
NA MOCY UCHWAŁY
RADY WYDZIAŁU MATEMATYCZNO-PRZYRODNICZEGO
UNIWERSYTETU JÓZEFA PIŁSUDSKIEGO W WARSZAWIE
MY
WŁODZIMIERZ ANTONIEWICZ
REKTOR UNIWERSYTETU JÓZEFA PIŁSUDSKIEGO W WARSZAWIE
WACŁAW ROSZKOWSKI
DZIEKAN WYDZIAŁU MATEMATYCZNO-PRZYRODNICZEGO
STEFAN PIEŃKOWSKI
PROMOTOR
uznawszy, że obywatel Polski
JÓZEF ROTBLAT
urodzony dnia 4 listopada 1908 roku w Warszawie
rozprawą p. t.:
„Badania neutronowych procesów dezintegracyjnych przy pomocy komory jonizacyjnej i elektrometru Hoffmana"
oraz przez egzamin ścisły
wiedzy w zakresie fizyki dobrze dowiódł
nadajemy mu dyplom
DOKTORA FIZYKI
wraz z prawami i przywilejami do tego stopnia przywiązanymi.

Nr. 216

Warszawa, dnia 10 października 1938 r.

WŁODZIMIERZ ANTONIEWICZ REKTOR WACŁAW ROSZKOWSKI DZIEKAN STEFAN PIEŃKOWSKI PROMOTOR

Ryc. 8. Kopia dyplomu doktorskiego Józefa Rotblata w Archiwum Uniwersytetu Warszawskiego

Kilka miesięcy później Rotblat wyjechał na stypendium do Anglii, gdzie miał zostać do końca życia. Był to niezwykle burzliwy okres w fizyce – niemieccy fizycy zaobserwowali i zrozumieli rozszczepienie atomów uranu. Oznaczało to otwarcie drogi do wykorzystania energii jądrowej, czyli budowy zarówno reaktorów jądrowych jak i bomb atomowych. Rotblat włączył się w te prace jeszcze przed wyjazdem z Warszawy. Jego krótki artykuł o emisji neutronów przy rozszczepieniu uranu ukazał się w maju 1939 roku.

W Anglii rozpoczął pracę w laboratorium w Liverpoolu u laureata Nagrody Nobla Jamesa Chadwicka, któremu przedstawił koncepcję budowy bomby atomowej. Sprawa była niezwykle poważna. Gdyby Niemcy jako pierwsi zbudowali bombę atomową, los cywilizacji zachodniej byłby przesądzony. Rząd angielski powołał specjalny komitet kierujący pracami atomowymi (Maud Committe), prace były prowadzone na uniwersytetach w Birmingham, Liverpool, Oxford i Cambridge. Rotblat od początku był w te prace zaangażowany.

Latem 1941 roku nie ulegało wątpliwości, że możliwa jest budowa bomby atomowej z 5-10 kilogramów uranu. Taką wiadomość przekazano do USA, gdzie również rozpoczynały się podobne badania. W czerwcu 1942 roku prezydent Stanów Zjednoczonych Franklin Roosevelt powołał tajną instytucję – Manhattan Engineer District z budżetem 85 milionów dolarów, której celem była budowa bomby atomowej. Na jej czele stanął znakomity organizator, budowniczy Pentagonu – generał Leslie Groves. W 1943 roku brytyjski premier Winston Churchill uzgodnił z prezydentem Rooseveltem, że bomba będzie budowana w Stanach Zjednoczonych, a angielscy fizycy przyjadą do USA. W Anglii przebywało wówczas wielu uciekinierów z Niemiec i innych krajów – wszyscy przyjęli brytyjskie obywatelstwo. Rotblat odmówił i ostatecznie po interwencji Chadwicka u Grovesa został zaakceptowany z polskim paszportem. Na początku 1944 roku pojawił się w tajnym ośrodku Los Alamos.

Ryc. 9. Fotografia Józefa Rotblata z przepustki w Los Alamos (USA) (https://en.wikipedia.org/wiki/Joseph_Rotblat#/media/File:Joseph_Rotblat_Los_Alamos_identity_badge_photo.jpg)

Przez niecały rok Rotblat pracował w Los Alamos nad bombą atomową. Pod koniec roku, jak opisał sam Rotblat, wydarzyło się coś ważnego: *Pewnego dnia w listopadzie 1944 roku* [Chadwick] *przyjechał do Los Alamos i powiedział mi, że właśnie otrzymał raport wywiadu, z którego wynika, że Niemcy zrezygnowali z budowy bomby.… Gdy mi to powiedział.… Odpowiedziałem jednoznacznie, że rezygnuję z dalszej pracy nad budową bomby.*

Wrócił do Anglii. Obawiał się powrotu do Polski, niemieccy fizycy jądrowi schwytani przez Armię Czerwoną trafili na Syberię, gdzie budowali bombę dla Stalina. Przyjął obywatelstwo brytyjskie. Jeszcze klika lat pracował na uniwersytecie w Liverpoolu. W 1949 roku przeniósł się do Londynu. Został profesorem fizyki medycznej w Kolegium Medycznym przy Szpitalu św. Bartłomieja. Pracował tam przez następne ćwierć wieku. Badał wpływ promieniowania jądrowego na żywe organizmy.

W marcu 1954 roku na atolu Bikini USA wykonały test bomby wodorowej nazywany Castle Bravo. Test okazał się dla Amerykanów bardzo kłopotliwym. Wybuch planowany na 5 Mt trotylu osiągnął siłę rażenia 15 Mt. Planowana czysta bomba dwustopniowa (bomba atomowa zapala bombę wodorową z deuterku litu) okazała się brudną bombą trójstopniową. Najpierw bomba plutonowa zapaliła bombę wodorową, ale potem bomba

Ryc. 10. Próba bomby wodorowej Castle Bravo przeprowadzona przez Amerykanów 1 marca 1954 roku na Atolu Bikini (https://en.wikipedia.org/wiki/Castle_Bra*v*o##/media/File:Castle_Bra*v*o_nuclear_test_(cropped).jpg)

wodorowa, która miała osłonę uranową, zapaliła kolejną bombę atomową. Konsekwencją było poważne zanieczyszczenie amerykańskiego lotniskowca, japońskich statków rybackich i całych Wysp Marshalla, łącznie około 15 tysięcy kilometrów kwadratowych. USA zapłaciły miliony dolarów odszkodowań, ale ukrywały prawdę przed opinią publiczną.

Rotblat otrzymał od Japończyków informacje o zanieczyszczeniach, wystąpił w telewizji brytyjskiej wyjaśniając przemilczane problemy, opublikował artykuły o bombie trójstopniowej.

W 1955 roku wybitny filozof, laureat Nagrody Nobla z literatury, Bertrand Russell (1872-1970) wraz z Józefem Rotblatem napisali manifest wzywający ludzkość do rezygnacji z broni jądrowej, grożącej unicestwieniem naszej cywilizacji, i rezygnacji z wojen jako sposobu rozstrzygania sporów. Manifest ten ogłoszono jako Manifest Russella-Einsteina (choć naprawdę Einstein podpisał go dopiero na łożu śmierci). Wśród 11 jego sygnatariuszy znaleźli się między innymi Leopold Infeld, Max Born, Fryderyk Joliot-Curie, Linus Pauling i Hideki Yukawa.

Ogłoszenie Manifestu Russella-Einsteina było punktem wyjścia do organizacji kontynuowanego do dnia dzisiejszego cyklu Konferencji Pugwash w Sprawie Nauki i Problemów Światowych. Nazwa pochodzi od kanadyjskiej miejscowości Pugwash, gdzie w lipcu 1957 roku odbyła się pierwsza konferencja, w której wzięło udział 22 naukowców. Ze względu na stan zdrowia Bertrand Russell nie przybył na konferencję, prowadził ją Józef Rotblat. Głównym przesłaniem Konferencji Pugwash jest *eliminacja wszelkiej broni masowego rażenia (jądrowej, chemicznej i biologicznej) oraz wojny jako instytucji społecznej służącej rozstrzyganiu sporów międzynarodowych* [5].

W latach 1957-1973 Rotblat był Sekretarzem Generalnym Pugwash, a w latach 1988-1997 Prezydentem Pugwash. Polscy uczeni także brali udział w konferencjach Pugwash: fizycy Leopold Infeld i Marian Danysz, filozof Tadeusz Kotarbiński, politolog Adam Rotfeld, biolodzy Maciej Nałęcz i Leszek Kuźnicki, akustyk Ignacy Malecki.

Do dnia dzisiejszego odbyło się ponad 60 Konferencji Pugwash. Ich żelazną zasadą jest tajność obrad, przemówienia i dyskusje nie są publikowane, jedynie końcowe dokumenty. Wywołuje to kontrowersyjne opinie na temat prawdziwej roli Konferencji Pugwash w polityce światowej. Powinniśmy przyjmować pozytywne opinie osób trzecich, takich jak na przykład politycy amerykańscy Robert McNamara i Henry Kissinger.

Od 1963 roku zaczęły się pojawiać nominacje Konferencji Pugwash do pokojowej Nagrody Nobla. Do 1971 roku takich nominacji było sześć, a informacje o ewentualnych kolejnych nie zostały jeszcze ujawnione. W 1995 roku ogłoszono przyznanie pokojowej Nagrody Nobla po połowie dla Józefa Rotblata i dla Konferencji Pugwash. Podczas ceremonii wręczenia nagród Francis Sejersted, przewodniczący Norweskiego Komitetu Nobla powiedział między innymi:

„Ruch Pugwash prawdopodobnie odegrał niemałą rolę w procesach, które doprowadziły do tak ważnych porozumień o ograniczeniu broni, jak traktat o zakazie prób nuklearnych w 1963 r., traktat o nieproliferacji w 1968 r. oraz SALT I i konwencja o broni biologicznej w 1972 r. Dzięki swoim niestrudzonym, długoletnim wysiłkom wniósł także znaczący wkład w zmianę mentalności, która jest tak istotna dla rozbrojenia nuklearnego, które ma miejsce od zakończenia zimnej wojny. START I i START II oraz porozumienie o utrwaleniu traktatu o nieproliferacji powodują znaczącą redukcję zagrożenia nuklearnego.”[1]

Józef Rotblat w swoim wykładzie noblowskim powiedział między innymi:

Uczestniczyłem na najwyższym szczeblu w Projekcie Manhattan podczas II wojny światowej, w ramach którego wyprodukowano pierwszą broń atomową. Teraz, mając 88 lat, jestem jedną z nielicznych żyjących tak leciwych osób. Patrząc wstecz na pół wieku, jakie minęło od tego czasu, odczuwam największą ulgę, że tej broni nie używano od czasów II wojny światowej[…] *w niektórych krajach prace nad bronią nuklearną nadal trwają. W związku z tym wzywam wszystkich naukowców we wszystkich krajach do zaprzestania prac nad tworzeniem, rozwojem, ulepszaniem i produkcją dalszej broni nuklearnej – a także innej broni potencjalnego masowego rażenia, takiej jak broń chemiczna i biologiczna.*

1. SALT i SALT II (1972) to układy pokojowe zawarte między ZSRR i USA, dotyczące zmniejszenia ilości broni jądrowej i jej zasięgu. START I i START II to traktaty o redukcji zbrojeń strategicznych zawarte między USA i ZSRR w pierwszej połowie lat 90. XX w. – przyp. red.).

Podczas uroczystości Rotblat poprosił o odtworzenie Poloneza As-dur Fryderyka Chopina.

Anglia świętowała sukces Rotblata. Przyjęto go do Royal Society, nadano odznaczenia i tytuł szlachecki. W przeciwieństwie do Anglii, Polacy podeszli do przyznania Nagrody Nobla Rotblatowi i Konferencji Pugwash bardzo sceptycznie. *Gazeta Wyborcza* [6] stwierdziła, że zagrożenie nuklearne nie jest już istotne, a pokojową Nagrodę Nobla powinien otrzymać rosyjski dysydent Siergiej Kowalow. Znany fizyk prof. Łukasz Turski napisał bardzo krytyczny artykuł w *Tygodniku Powszechnym* pod tytułem „Niezasłużona nagroda” [7]. Zarzucał, że Pugwash była forum sowieckiej propagandy. Wytykał szczególnie niefortunną konferencję w Polsce w 1982 roku w stanie wojennym. Była ona zaplanowana z wyprzedzeniem i nie spodziewano się takich komplikacji. Kierownictwo Pugwash starało się, zdaniem Turskiego, nie zauważać otaczającej rzeczywistości. Wizyta u generała Jaruzelskiego, została skwapliwie wykorzystana przez TVP. Turski poparł pomysł *Wyborczej* o nagrodzie dla Siergieja Kowalowa.

Krytycy zaskakująco łatwo twierdzili, że po kryzysie kubańskim w 1962 roku zagrożenie nuklearne nie było już tak istotne. Jest to o tyle zdumiewające, że ignorowali krótki, ale bardzo niebezpieczny okres rządów Jurija Andropowa. W latach 1981-1984 Andropow forsował koncepcję o nazwie Operacja RaJaN (ros. Ракетно-ядерное нападение) – nuklearny atak rakietowy. Był on przekonany o planowanym ataku NATO na Związek Sowiecki i kazał licznym agentom na Zachodzie poszukiwać jego dowodów. Napięcie doszło do zenitu w listopadzie 1983 roku podczas ćwiczeń NATO Able Archer (Zdolny Łucznik). Były to ćwiczenia sztabowe, żaden żołnierz nie opuścił swojej jednostki. Przewidywały jednak procedurę przejścia od broni konwencjonalnej do jądrowej. W odpowiedzi Andropow postawił wojska Układu Warszawskiego w stan najwyższej gotowości, np. samoloty zostały wyposażone w broń jądrową.

Dowodem wysokiego zagrożenia w owym czasie jest cytat z pamiętników Michaiła Gorbaczowa, który napisał: *Być może nigdy w okresie powojennym sytuacja na świecie nie była tak wybuchowa, a przez to trudniejsza i bardziej niekorzystna, niż w pierwszej połowie lat 80. XX wieku.*

Wracając do Józefa Rotblata, zacytujmy jeszcze jego asystenta z lat 90. Toma Milne'go. W jednym z wywiadów nazwał on swojego szefa moralnym, idealistycznym wizjonerem. Przypomniał też, że za każdym razem, gdy twórcę Pugwash oskarżano o naiwność, spokojnie odpowiadał, że rozmowa jest jedynym sposobem na przetrwanie ludzkości i że należy zrobić wszystko, co możliwe, w dążeniu do wyeliminowania wszelkiej broni nuklearnej na świecie.

Na zakończenie chciałbym porównać Józefa Rotblata z innym fizykiem, laureatem pokojowej Nagrody Nobla – Andriejem Sacharowem. Wiele osób wysoko ceni Sacharowa i uznaje go za autorytet moralny. Pozwolę sobie więc przypomnieć, że Sacharow przez 20 lat (od 1948 do 1968 roku) budował coraz lepsze bomby wodorowe dla Stalina, Chruszczowa i Breżniewa. Najpotężniejszą z nich była eksplodowana w 1961 na Nowej Ziemi, 58 Mt Car-bomba. Sama kula ogniowa miała średnicę 8 kilometrów, a grzyb atomowy miał wysokość 64 km. Taka bomba mogła całkowicie unicestwić metropolię wielkości Paryża czy Londynu. Ponadto Sacharow w latach 50. XX w., (gdy ZSRR nie miał jeszcze rakiet ani samolotów, które mogłyby zrzucić na USA bombę i wrócić do siebie) proponował przeprowadzenie podwodnej eksplozji 100 Mt bomby wodorowej u wybrzeży USA. Powstałe gigantyczne tsunami powinno zniszczyć Waszyngton, Nowy York i Boston i zabić miliony ludzi [8]. Co ciekawe ówczesne władze wojskowe ZSRR nie wykazały entuzjazmu, natomiast niestety pomysł spodobał się obecnemu dyktatorowi. Ostatnio Rosja poinformowała o rozpoczęciu produkcji 100 tonowego, bezzałogowego drona-okrętu podwodnego – torpedy Posejdon [9]. Ma on mieć silnik atomowy, rozmiary 24×2 m, prędkość ponad 100 km/h, być uzbrojony w bombę 2 Mt i operować na głębokości poniżej 1000 m.

Jeden z ostatnich żyjących dyplomatów sowieckich Walentyn Falin wspominał, że Sacharow sugerował, aby Związek Sowiecki nie rujnował się wyścigiem zbrojeń. Opowiadał się za rozmieszczeniem min nuklearnych, o mocy 100 Mt każda, wzdłuż wybrzeży Atlantyku i Pacyfiku w Stanach Zjednoczonych. A w przypadku agresji wobec nas lub naszych sojuszników odpalenia ładunków.

Podsumowując, Sacharow niewątpliwie przez około 20 lat walczył o pokój, ale wcześniejsze 20 lat poświęcił na działalność przeciwko pokojowi. Józef Rotblat w tym porównaniu wypada zdecydowanie lepiej. Budował bombę przez około 6 lat, a potem przez 60 lat walczył o pokój.

Szereg wypowiedzi i wywiadów Józefa Rotblata można znaleźć na YouTube. Między innymi polecamy czytelnikom ośmiominutowy film nakręcony w 2003 roku, dwa lata przez jego śmiercią (2005) https://www.youtube.com/watch?*v*=Qqw3nXdDuLE

Gorąco postuluję, aby w 20. rocznicę śmierci Józefa Rotblata w 2025 roku na budynku Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego umieścić tablicę jego pamięci.

Literatura

[1] Martin C. Underwood Józef Rotblat: jego życie i osiągnięcia, *Postępy Fizyki* **60** (**5**) (2009).
[2] Marek Górlikowski: *Noblista z Nowolipek. Józefa Rotblata wojna o pokój*, Wydawnictwo Znak, 2018.
[3] Joanna Roszak: *Żuraw z origami Opowieść o Józefie Rotblacie*, Wydawnictwo Pogranicze, 2019.
[4] Sławomir Koper: *Nobliści, skandaliści*, Wydawnictwo Harde, 2019.
[5] *Principles, Structure and Activities of Pugwash For the Tenth Quinquennium (2002-2007).*
[6] Marek Rybarczyk Londyn; Dawid Warszawski, *Gazeta Wyborcza*, 14 X 1995.
[7] Łukasz Turski, *Tygodnik Powszechny*, 46(2418) 12 XI 1995.
[8] https://ripsonar.wordpress.com/2021/01/23/promieniotworcza-bomba-tsunami-czyli-najgrozniejsza-bron-jaka-wlada-rosja/
[9] https://defence24.pl/atomowa-torpeda-posejdon-na-celowniku-amerykanow-analiza

WSPOMNIENIA

Ryszard Hilary Sosnowski (1932-2023)

Andrzej Kajetan Wróblewski

Wydział Fizyki UW

Ryszard Hilary Sosnowski, jeden z najwybitniejszych polskich fizyków, uczony znany i ceniony w całym świecie zmarł 06.12.2023. Przez ponad 65 lat był moim najbliższym przyjacielem, stąd też poniższe wspomnienie ma wymiar bardzo osobisty.

Ryszard Sosnowski (ok 1985, archiwum rodzinne)

Ryszard urodził się 05.01.1932 w Białowieży. Jego ojciec Franciszek był zasłużonym leśnikiem i pracował tam w Dyrekcji Lasów. Trzy lata później został przeniesiony z rodziną do Torunia. Po wybuchu wojny w 1939 ewakuował się na wschód i tam (na szczęście na krótko) został uwięziony przez NKWD. Działał w konspiracji; udało mu się przeżyć wojnę wraz z rodziną. Potem Franciszek Sosnowski był nadleśniczym w Nadleśnictwie Pułtusk do czasu, kiedy został zdegradowany ze względu na „kułackie gospodarstwo". Ryszard uczył się w Liceum Ogólnokształcącym im. Piotra Skargi w Pułtusku, uzyskał tam w 1950 maturę i do dziś jest wspominany w Kronice tej szkoły jako laureat I Olimpiady Matematycznej.

Wbrew obowiązującym wówczas przepisom, które gwarantowały laureatom wstęp na wyższe uczelnie bez egzaminu, nie przyjęto go na studia ze względu na „niewłaściwe" pochodzenie i złą opinię wystawioną przez szkolny Związek Młodzieży Polskiej. Wtedy poważnie traktowano opinie komunizujących wyrostków, którzy chcieli przypodobać się władzy. Ryszard wspominał, że dowiedział się od pani w zetempowskiej koszuli i w czerwonym krawacie, która zasiadała w komisji rekrutacyjnej, iż „dla takich jak wy na studiach nigdzie nie ma miejsca". Chodził więc na wszystkie zajęcia jako wolny słuchacz, a prowadzący zajęcia „nie zauważali", że nie ma go na liście. Dopiero po paru miesiącach usilnych zabiegów kierownika Olimpiady Matematycznej, prof. Kazimiera Zarankiewicza, został wpisany na listę studentów fizyki na Wydziale Matematyki, Fizyki i Chemii UW.

Był od początku wyróżniającym się studentem. Specjalizował się w fizyce jądrowej pod kierunkiem prof. Andrzeja Sołtana. Już w październiku 1953 został przez niego zatrudniony w Zakładzie Izotopów Promieniotwórczych Instytutu Fizyki PAN, gdzie wraz z Janem Żyliczem miał kontynuować budowę spektrometru magnetycznego do pomiaru energii elektronów z rozpadu beta. W lipcu 1954 został dodatkowo zaangażowany jako asystent w Katedrze Atomistyki UW i prowadził zajęcia ze studentami w II Pracowni Fizycznej.

Studia ukończył w czerwcu 1955 i otrzymał nakaz pracy w Instytucie Badań Jądrowych, który wtedy został wyodrębniony jako samodzielna placówka z Instytutu Fizyki PAN. Wkrótce został wysłany na aspiranturę na Uniwersytet im. Łomonosowa w Moskwie. Pracował także przez pewien czas w zespole Brunona Pontecorvo w Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych (ZIBJ) w Dubnej, w którym jednym z wicedyrektorów był wtedy prof. Marian Danysz. Podczas pobytu w Rosji nauczył się mówić płynnie po rosyjsku. Po powrocie do Warszawy uzyskał 05.12.1960 stopień doktora na podstawie rozprawy *Zależność podłużnej polaryzacji elektronów beta od liczby atomowej jądra emitującego*. Profesor Sołtan wtedy już nie żył, więc promotorem rozprawy został doc. Zdzisław Wilhelmi.

Był to ostatni kontakt Ryszarda z fizyką jądrową, ponieważ pod wpływem rozmów z prof. Danyszem postanowił w 1959 zmienić dziedzinę badań – zajął się fizyką cząstek elementarnych i wielkich energii. Zaczął rozwijać w Warszawie badania nową techniką komór pęcherzykowych. Z Dubnej przywiózł do Polski pierwsze filmy z komory propanowej naświetlonej wiązką mezonów π^- o energii 7 GeV.

W 1960 wyjechał do CERN na roczne stypendium wiedeńskiej Agencji Atomistyki. Kierował tam zespołem młodszych od niego ludzi i badał oddziaływania proton-proton przy energii 24 GeV w niewielkiej komorze wodorowej. Potem rozpoczął nowe badania, tym razem na fotografiach z 80-centymetrowej komory wodorowej naświetlonej wiązką mezonów π^- o energii 10 GeV. Kiedy przyjechałem do CERN w październiku 1961, Ryszard tam jeszcze był i zdążył mnie wprowadzić w nowe otoczenie i nowe badania.

Po powrocie do Warszawy Ryszard rozwinął w ośrodku warszawskim badania oddziaływań z dużą liczbą cząstek w stanie końcowym. Była to odpowiednia dla nas nisza, ponieważ fizycy z większych i lepiej wyposażonych ośrodków koncentrowali się na prostszych w interpretacji badaniach oddziaływań z niewielką liczbą cząstek wtórnych.

Na Hożej 69 powstała grupa złożona z fizyków zatrudnionych w UW i w IBJ. Prowadziliśmy badania wspólnie, siedząc często w tych samych pokojach w niewielkim pawilonie wybudowanym w 1963 na terenie posesji, obok gmachu głównego. Grupa warszawska szybko nawiązała współpracę z grupą krakowską kierowaną przez Olega Czyżewskiego, potem z CERN. We wrześniu 1964 ukazała się pierwsza praca na temat produkcji cząstek dziwnych w zderzeniach mezonów π^+ z protonami o pędzie 8 GeV/c, uzyskanych przy akceleratorze w CERN; w nagłówku pracy widniała nazwa CERN-Warsaw Collaboration. Następnie do tej współpracy przystąpiły laboratoria z Krakowa, Aachen, Bonn i Heidelbergu (RFN), Berlina-Zeuthen (NRD), Londynu (Imperial College) i Wiednia. Aż do początku lat 80. byliśmy jednym z najbardziej znanych zespołów w dziedzinie badań oddziaływań hadronów przy energiach uzyskiwanych w akceleratorach CERN. Koordynatorem tej współpracy był pracujący w CERN szkocki fizyk Douglas R. O. Morrison.

Trzeba pamiętać, że w tamtych czasach nie było internetu i poczty elektronicznej. Można się było komunikować listownie lub telefonicznie, ale konieczne były także bezpośrednie kontakty. Co pewien czas organizowane były spotkania przedstawicieli współpracujących laboratoriów.

Wiosną 1964 przyjechał do Warszawy z krótką wizytą francuski fizyk Charles Peyrou, kierownik oddziału komór śladowych CERN, w którym Ryszard i ja pracowaliśmy. Któregoś dnia zaprosiliśmy go do restauracji Bazyliszek na Rynku Starego Miasta w Warszawie. Podczas kolacji rozmawialiśmy o metodach analizy oddziaływań cząstek i odprowadzając Charlesa do Hotelu Europejskiego kontynuowaliśmy zawziętą dyskusję o fizyce. Potem zastanawialiśmy się z Ryszardem czy na zasadniczy pomysł analizy jetów wpadliśmy jeszcze na ulicy Świętojańskiej, czy dopiero na Placu Zamkowym. W każdym razie pomysł był gotowy, gdy doszliśmy do hotelu. Nasz artykuł opublikowany w *Physics Letters* (1964) pozostawał jednak przez kilkanaście lat niezauważony. Dopiero w 1979 został nagle „odkryty" i od tej pory zebrał setki cytowań.

Ryszard szybko awansował. W 1964 uzyskał habilitację, a w 1970 tytuł profesora. Miał wtedy 38 lat. Wspólnie z prof. Grzegorzem Białkowskim napisał książkę *Cząstki elementarne* (seria Biblioteka Fizyki, PWN, Warszawa 1971), która przez lata była „biblią" zwłaszcza dla młodszych pracowników.

Podczas stażu naukowego w Paryżu w 1970 Ryszard był jednym z głównych organizatorów specjalnego Colloquium on high multiplicity hadronic interactions, które odbyło się w dniach 13-15 maja w salach École Polytechnique. To spotkanie zapoczątkowało trwającą do dziś serię sympozjów poświęconych tej tematyce. Ryszard współorganizował także trzecie sympozjum na ten temat w Zakopanem w 1972 i uczestniczył w kilku następnych.

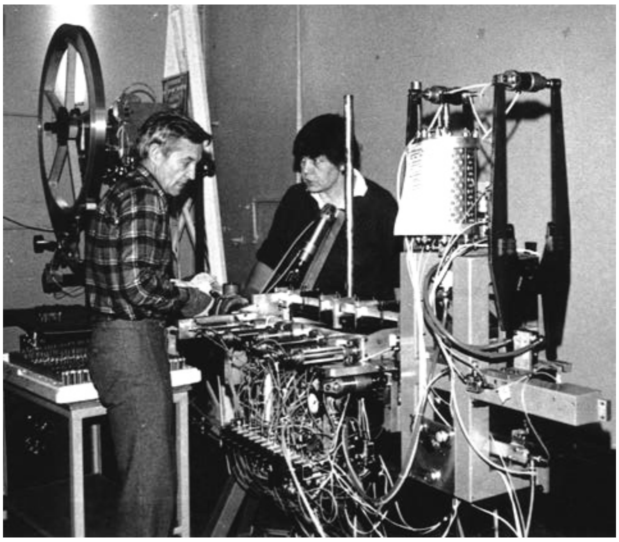
W latach 70. tematyka badań grupy warszawskiej została rozszerzona na oddziaływania mezonów π^- z deuterem przy energiach 21 GeV (wiązka z CERN) oraz 205 i 360 GeV (wiązki z Fermilab). Ryszard brał udział w początkowej fazie tych badań, potem jednak skoncentrował się na badaniach przy użyciu zbudowanych w CERN pierścieni wiązek przeciwbieżnych (Intersecting Storage Rings, ISR). Ten zderzacz umożliwił po raz pierwszy obserwację zderzeń protonów praktycznie w układzie środka masy. Zderzenia wiązek protonów mających energię 26 GeV pozwalały osiągnąć energię zderzenia aż 52 GeV.

Ryszard uczestniczył w międzynarodowym zespole wykorzystującym uruchomiony w CERN w 1974 detektor SFM (Split Field Magnet). Po paru latach odniósł spektakularny sukces, kiedy znalazł metodę wydzielenia z ogromnego tła, oddziaływań z produkcją mezonów D^+, zawierających kwark powabny odkryty niedługo przedtem w zderzeniach elektron-pozyton. Zderzenia proton-proton są o wiele bardziej skomplikowane i trudne do analizy ze względu na bogactwo rozmaitych produkowanych cząstek. Metoda selekcji, którą znalazł Ryszard pozwoliła nie tylko wydzielić bardzo rzadkie zderzenia z produkcją mezonów D^+, ale także udowodnić, że rozpadają się one na mezon wektorowy K^*. Sam to potem skromnie opisał w krótkiej notatce w: *Postępy Fizyki* **30**(**6**) 365-367 (1979).

Ważnym wynikiem uzyskanym przy użyciu ISR było wykrycie i zbadanie dużych pędów poprzecznych cząstek występujących w oddziaływaniach protonów. Była to wskazówka na istnienie „twardych" zderzeń składników protonu. Wyrazem uznania dla wkładu Ryszarda do tych badań było powierzenie mu prestiżowego referatu plenarnego *Large p_T phenomena and the structure of jets* na konferencji „rochesterskiej" w Tokio w 1978. Kolejny referat przeglądowy *Hard hadronic collisions* wygłosił na konferencji European Physical Society w Brighton w 1983.

W 1976 Ryszard został wybrany na członka korespondenta Polskiej Akademii Nauk (w 1986 został członkiem rzeczywistym), a w 1984 otrzymał Nagrodę Państwową I stopnia za: *odkrycie nowych cząstek elementarnych w zderzeniach protonów*.

W latach 80. uczestniczył w badaniach prowadzonych przy zderzaczu LEP w CERN. W tych badaniach brało udział wiele grup z całego świata, w tym polskie zespoły z Krakowa i Warszawy, które weszły do Współpracy DELPHI (DEtector with Lepton, Photon and Hadron Identification). W Warszawie zbudowano część elektromagnetycznego kalorymetru HPC (High density Projection Chamber), a potem fizycy warszawscy byli odpowiedzialni za obsługę tego systemu podczas trwania LEP. Owocem tych badań było dokładne poznanie cząstek zawierających kwark powabny i kwark piękny.



Ryszard Sosnowski w towarzystwie Marii Szeptyckiej z IPJ przy maszynie do produkcji taśmy z drutu ołowianego do kalorymetru elektromagnetycznego dla eksperymentu DELPHI (fot. Robert Mazurek, IFD UW 1987)

Ryszard utrzymywał także kontakty z ZIBJ w Dubnej i był przez kilkanaście lat członkiem jego Rady Naukowej. W 1988 ustępujący dyrektor ZIBJ, wybitny fizyk rosyjski Nikołaj Bogolubow, wskazał Ryszarda jako swego następcę. Mimo nacisków nawet ze strony ówczesnego wicepremiera Polski Zbigniewa Szałajdy, Ryszard nie przyjął tej propozycji. Myślę, że postąpił słusznie, ponieważ uniknął bezproduktywnych strat energii i nerwów w zmaganiach z sowiecką biurokracją.

Ryszard Sosnowski był człowiekiem nieprzeciętnym – wybitnym uczonym, ale zawsze pozostawał skromny, pogodny i ciepły w stosunku do każdego. Widząc jego uśmiechnięte oblicze nie można było sobie wyobrazić, że mógłby kogoś oszukać lub skrzywdzić. Imponował spokojem i rozwagą, toteż coraz częściej powierzano mu odpowiedzialne funkcje. Był zastępcą sekretarza Wydziału III Nauk Matematycznych, Fizycznych i Chemicznych PAN (1978-1983), członkiem Prezydium PAN (1990-1992), przewodniczącym Komitetu Nauk Jądrowych i Radiacyjnych PAN (1987-1989), przewodniczącym Komitetu Fizyki PAN (1999-2007), przewodniczącym Rady Naukowej IBJ (1981-1982), a potem Instytutu Problemów Jądrowych (od 1996) i Narodowego Centrum Badań Jądrowych, przewodniczącym Rady Naukowej Instytutu Fizyki PAN (1984-1986), przewodniczącym Rady Naukowej Zakładu, potem Centrum, następnie Instytutu Wysokich Ciśnień PAN UNIPRESS (1987-2007), przewodniczącym Rady ds. Atomistyki w Państwowej Agencji Atomistyki; był członkiem Centralnej Komisji Kwalifikacyjnej (1973-1976) i członkiem Centralnej Komisji ds. Stopni i Tytułów w latach 1991-1993 oraz 2006-2010, a także Rady Nauki przy Ministrze Nauki i Szkolnictwa Wyższego (2008-2010).

Wiele zrobił dla przystąpienia Polski do CERN w 1991. Opisał to w artykule „Jak Polska stała się państwem członkowskim CERN", *PAUza Akademicka* **190-192** (2012). W latach 1991–2004 był przedstawicielem Polski w Radzie CERN, a w latach 2001-2003 – wiceprzewodniczącym tej Rady. Był także członkiem Executive Commitee Europejskiego Towarzystwa Fizycznego (1997-2003), które przyznało mu później honorowe wyróżnienie: Fellow of the European Physical Society.

Ryszard Sosnowski i ministra Małgorzata Kozłowska (KBN) podczas Polskiej Ekspozycji Przemysłowej w CERN (2000) (fot. Marzena Wiśniewska-Tomaszewska)

Poza wspomnianą już Nagrodą Państwową I stopnia otrzymał wiele innych wyróżnień, w tym Nagrodę im. Marii Skłodowskiej-Curie (1973), Medal Smoluchowskiego (1994), Krzyż Komandorski Orderu Odrodzenia Polski (1996). Był członkiem czynnym Polskiej Akademii Umiejętności i członkiem zwyczajnym Towarzystwa

Naukowego Warszawskiego, w którym przewodniczył Wydziałowi Matematyczno-Fizycznemu.

Nasze pokoje w pawilonie na Hożej 69 sąsiadowały ze sobą, więc widywaliśmy się prawie codziennie. Spotykaliśmy się także na licznych konferencjach, spędzaliśmy razem wakacje nad jeziorami augustowskimi. Przez kilkadziesiąt lat uczestniczyłem z małżonką w niezapomnianych Sylwestrach u Sosnowskich.

Ryszard miał skłonność do żartów i niewinnych figli. Już podczas studiów zyskał przydomek „swawolny Dyzio". Przytoczę tu jeden z jego wyczynów. W 1975 byliśmy razem na konferencji w Oksfordzie. Podczas otwarcia jeden z organizatorów powiedział, że pubów w tym mieście jest bardzo dużo, więc uczestnicy nie będą mieli kłopotu z ich znalezieniem, gdy będą chcieli napić się piwa. *Tylko jeden pub, Turf Tavern* – dodał – *jest dobrze zakamuflowany w bocznej uliczce i bardzo trudno do niego trafić*. Ryszardowi nie trzeba było dwa razy powtarzać. W wolnej chwili wybrał się na poszukiwania, znalazł ten pub i żeby udokumentować swój sukces zabrał stamtąd szyld, przyniósł go na konferencję i z szelmowskim uśmiechem pozował do fotografii z tym trofeum.

Zdobywca trofeum Ryszard Sosnowski a obok Maria Bardadin-Otwinowska z Wydziału Fizyki UW (Oxford 1975) (fot. A. K. Wróblewski)

Ryszard Sosnowski zadowolony ze spłatanego figla (Oxford 1975) (fot. A. K. Wróblewski)

Wielką pasją Ryszarda była jazda na nartach. Przy każdej wizycie w CERN znajdował czas, aby choć na kilka godzin wyskoczyć w okoliczne góry i wykonać parę zjazdów. Niestety w ostatnich latach jego zdrowie zaczęło się pogarszać. Wstrząsem było odejście w 2019 r. jego żony Marii (Misi), którą poznał podczas studiów. Pozostawał do końca życia pogodny i serdeczny. Pamiętano, że lubił dźwięk saksofonu, więc podczas uroczystości żałobnej usłyszeliśmy piękne wykonanie kilku melodii, w tym kultowej *When the saints go marching in*. Jego prochy złożono w grobie rodzinnym, obok małżonki, na Cmentarzu Ewangelicko-Augsburskim przy ul. Młynarskiej w Warszawie.

Ryszard Sosnowski przez całe życie zachowywał sportową sylwetkę. Tu widzimy go przed wejściem do Domu Architekta w Kazimierzu Dolnym, gdzie odbywała się konferencja Photon 2005 (fot. A. K. Wróblewski)

Władysław Natanson (1864-1937)

Odsłonięcie tablicy pamiątkowej na UJ

Józef Spałek, Danuta Goc-Jagło

Instytut Fizyki Teoretycznej UJ

W dniu 18.01.2024 odsłonięto tablicę pamiątkową poświęconą prof.Władysławowi Natansonowi, współorganizatorowi i pierwszemu prezesowi Polskiego Towarzystwa Fizycznego (1920-1922). W uroczystości wzięli udział, m.in.: prof. Piotr Kuśtrowski, prorektor UJ, prof. Teresa Rząca-Urban, prezes PTF, prof. Bogdan Kowalski, sekretarz ZG PTF, prof. Ewa Brocławik, dyrektor III Wydziału PAU, prof. Ewa Gudowska-Nowak, dziekan Wydziału Fizyki Astronomii i Informatyki Stosowanej UJ, prof. Wojciech Macyk, dziekan Wydziału Chemii UJ, członkowie Zarządu Oddziału Krakowskiego PTF, a także potomkowie prof. Natansona oraz licznie zebrani goście. Po odsłonięciu tablicy wykład wspomnieniowy wygłosił prof. Józef Spałek.

W tym krótkim wspomnieniu chcemy przybliżyć postać prof. Natansona – znakomitego fizyka, pioniera nowożytnej fizyki teoretycznej na terenach polskich, rektora UJ, aktywnego organizatora i członka PAU, który posiadał także osiągnięcia w zakresie literatury. Władysław Natanson (1864-1937) należy do ścisłej czołówki

Fot. 1. Profesor Władysław Natanson (archiwum rodzinne)

pionierów fizyki teoretycznej w Polsce. Leopold Infeld nazwał go wręcz pierwszym wśród równych [1]. Był aktywny w dwóch obszarach.

Badania naukowe

Profesor był wielkim orędownikiem teorii atomistycznej w latach 80. i 90. XIX wieku, a zwłaszcza zjawisk kinetycznych (nierównowagowych) w gazie niedoskonałym.

Fot. 2. Uroczystość odsłonięcia tablicy pamiątkowej przed aulą im. Henryka Niewodniczańskiego na III Kampusie UJ, 18.01.2024 (fot. Krzysztof Magda)

Te prace stanowiły naturalne rozszerzenie podejścia Maxwella do teorii gazów doskonałych, a także uzupełniały wyniki Ludwiga Boltzmanna. Jego dużym osiągnięciem było sformułowanie hamiltonowskiej zasady wariacyjnej do opisu zjawisk nierównowagowych i relaksacji do stanu równowagi termodynamicznej. Prace te zostały rozwinięte później przez Larsa Onsagera i Ilyę Prigogine'a, za co obaj otrzymali (każdy z osobna) nagrody Nobla. Jednakże największym osiągnięciem naukowym Profesora było sformułowanie *zasady nierozróżnialności cząstek kwantowych,* w tym przypadku sformułowanej dla fotonów. Tło tej koncepcji przedstawiało się następująco. Jak powszechnie wiadomo Max Planck opisał widmo promieniowania ciała doskonale czarnego we wnęce elektromagnetycznej (rozkład Plancka) wykorzystując hipotezę kwantowych porcji energii E tego promieniowania dla danej częstości ν ($E = h\nu$), a następnie używając zmodyfikowanego rozumowania termodynamicznego otrzymał po raz pierwszy rozkład energii tego promieniowania. Albert Einstein, widząc sukces rozumowania wykorzystującego cząstkową (fotonową) interpretację kwantów energii przy opisie efektu fotoelektrycznego, dojrzał użyteczność tej koncepcji cząstkowej do wyprowadzenia mikroskopowego rozkładu Plancka. Problemem było, jak tego dokonać, założenie bowiem (klasycznego) sposobu zliczania konfiguracji cząstek według Boltzmanna nieuniknienie prowadzi jedynie do asymptotycznej formy rozkładu Plancka dla obszaru wysokich temperatur, tj. do prawa Wiena. Co zatem robić?

W tym właśnie czasie pojawiła się praca Natansona (1911) [2], która ukazała się w trzech językach obcych prawie jednocześnie. Praca ta i następna są dość trudne do czytania dla współczesnego fizyka i dopiero monografia wydana rok później [3] jest bardziej przystępna, jak to omówiono w osobnym artykule [4]. Problemy były dwa. Pierwszy, zasadniczy, to fakt, że wtedy nie było jeszcze definicji przestrzeni stanów do zliczania konfiguracji makroukładu wielu mikrocząstek, a w szczególności liczby dostępnych stanów (stopnia degeneracji) dla zadanej energii. Z tym Natanson się uporał przechodząc do języka falowego, podobnie jak poprzednicy. Drugą trudnością była okoliczność, że całe rozumowanie prowadził dla ustalonej liczby cząstek (w języku rozkładu kanonicznego). To założenie komplikowało rozważania i było zupełnie niepotrzebne w tym przypadku. Jednak, zasadniczą rzeczą było odejście od sposobu zliczania liczby konfiguracji makro dla dużej liczby mikrocząstek. Zasada nierozróżnialności jest tutaj tak fundamentalna, jak zasada superpozycji dla stanów pojedynczych cząstek. To właśnie zostało sformułowane w 1911.

Równoległe z tą pracą Natansona, Peter Debye poprowadził rozumowanie ignorując (słusznie) ograniczenia na liczbę cząstek. Co prawda w jego rozważaniach

Fot. 3. Moment odsłonioęcia tablicy pamiątkowej. Przemawia prof. Piotr Kuśtrowski, Prorektor UJ, obok od lewej: prof. Ewa Gudowska-Nowak, dziekan Wydziału Fizyki Astronomii i Informatyki Stosowanej UJ oraz prof. Teresa Rząca-Urban, prezes PTF (fot. Krzysztof Magda)

Fot. 4. Rodzina prof. Natansona obecna na uroczystości: prawnuczki Anna Paluch (górny rząd od lewej), Małgorzata Grodzińska-Jurczak (profesor biologii na UJ) oraz z przodu praprawnuczki Profesora (fot. Krzysztof Magda)

Fot. 5. Profesor Władysław Natanson z dziećmi na plaży (Holandia 1912) (archiwum rodzinne)

jest pewna nieścisłość, ale nie ma ona wpływu na końcowy wynik. W zasadzie najbardziej konkurencyjnym podejściem do określenia statystyki fotonów (obecnie będącej przykładem statystki Bosego–Einsteina sformułowanej dopiero w latach 1924-1925) były dwie prace Paula Ehrenfesta i Kamerlingha Onnesa z lat 1911 i 1914. Wyprowadzenie Ehrenfesta (zawarte w pracy późniejszej) jest obecnie uważane za standardową metodę wprowadzenia statystyki Bosego-Einsteina metodą kombinatoryczną [5]. Naszym zdaniem, sumaryczne podejście Natansona–Ehrenfesta jest fizycznie bardziej klarowne niż późniejsze Bosego-Einsteina (1924-1925). Sprawę tę przedstawiono obszerniej w pracy [6]. Konkludując, zasada nierozróżnialności cząstek jest równie fundamentalna dla przypadku układów wielocząstkowych, co zasada superpozycji dla pojedynczych stanów cząstek w mechanice kwantowej i dopiero obie zasady wspólnie stanowią podstawę teorii materii kwantowej Podejmowane są próby uogólnienia zasady nierozróżnialności dla układów wielu cząstek [7].

Prace organizacyjne i inne

Władysław Natanson był organizatorem fizyki teoretycznej i kierownikiem katedry fizyki teoretycznej na UJ. Był także jednym z inicjatorów sprowadzenia do Krakowa ze Lwowa Mariana Smoluchowskiego w 1912. W roku akademickim 1922/1923 był rektorem UJ i w czasie swojej kadencji dokonał dużych zakupów ziemi, na której powstał tzw. II Kampus z Collegium Physicum przy ul. Reymonta, Collegium Chemicum oraz budynek Instytutu Biologii przy obecnej ulicy Ingardena. Mieszczą się tam częściowo filologie obce, politologia, a także Audytorium Maximum UJ. Profesor kupił także tereny między ulicami Kopernika i Grzegórzecką pod rozbudowujące się Collegium Medicum, wykazując się niezwykle dalekosiężnym myśleniem o przyszłym rozwoju UJ.

Natanson był także współorganizatorem Polskiego Towarzystwa Fizycznego i jego pierwszym prezesem w latach 1920-1922. Należy także wspomnieć, że wygłosił referaty inauguracyjne na pierwszych dwóch Zjazdach Fizyków w Warszawie (1923) i w Krakowie (1924). Stąd inicjatywa PTF odsłonięcia tablicy pamiątkowej na Wydziale Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej UJ, tj. opisywana uroczystość i wygłoszony podczas niej wykład okolicznościowy.

Profesor Natanson działał też bardzo aktywnie w Polskiej Akademii Umiejętności. Większość prac w okresie późniejszym publikował jako materiały PAU. Był także reprezentantem zagranicznym PAU oraz członkiem wielu zagranicznych towarzystw naukowych, w tym Towarzystwa Naukowego Warszawskiego (od 1912).

Wreszcie dodajmy, że napisał wiele szkiców o znanych uczonych XIX wieku, a także jest autorem znakomitych esejów literackich (np. o dawnym islamie, czy nawet na temat dramatów greckich i szekspirowskich). Omówił krytycznie *De Rerum Natura* Lukrecjusza. Za te ostatnie prace otrzymał w 1930 Wawrzyn Akademicki – najważniejsze polskie wyróżnienie literackie w okresie II Rzeczypospolitej. Znane i publikowane są jego listy do przyszłej żony Elżbiety Baranowskiej. Do jego uczniów naukowych zaliczali się profesorowie: Leopold Infeld, Marek Kac, Arkadiusz Piekara, Kazimierz Gumiński, Mieczysław Jeżewski i inni, będący w większości organizatorami/animatorami środowiska fizyków i chemików kwantowych w Polsce po II wojnie światowej.

Konkluzje

Profesor Władysław Natanson zasługuje na należyte miejsce w polskiej fizyce w okresie jej organizowania obok Stefana Pieńkowskiego, Henryka Niewodniczańskiego, Mieczysława Wolfkego, Arkadiusza Piekary, Aleksandra Jabłońskiego czy Leonarda Sosnowskiego [8]. Okres jego największej aktywności przypadł u schyłku ery fizyki klasycznej i przed powstaniem pełnej teorii kwantowej na przełomie lat 20. i 30. XX wieku. Choć z tego względu jego prace straciły na zasadniczym znaczeniu, podobnie jak znakomite prace Arnolda Sommerfelda, Wojciecha Rubinowicza czy Jana Weysenhoffa, jednak były nierozerwalnym ogniwem między starym światem klasyczno-kwantowym a nowym pełnym obrazem kwantowo-mechanicznym i kwantowo-teoriopolowym. Sukcesem tego procesu było powstanie wielu nowych dyscyplin i przekonanie Natansona, że *wszystko w Przyrodzie jest fizyką*. O tym, że proces poznania jest wielostopniowy należy przypominać, także i teraz wspominając Profesora – jednego z twórców życia naukowo-kulturalnego w naszym kraju przed II wojna światową.

Podziękowania

Jesteśmy serdeczne wdzięczni prawnuczkom i prawnukowi prof. Natansona: Annie Paluch, Małgorzacie Grodzińskiej-Jurczak oraz Andrzejowi Zachwieji za anegdoty i uwagi na temat życia Profesora oraz udostępnienie do publikacji zdjęć z archiwum rodzinnego.. Przewodniczący Oddziału Krakowskiego Polskiego Towarzystwa Fizycznego – Józef Spałek składa niniejszym podziękowania: prof. Romanowi Płanecie, mgr Agacie Kubisiak oraz dr. Pawłowi Czubie za pomoc techniczną przy organizacji uroczystości; profesorom Piotrowi Czaji oraz Zbyszkowi Kąkolowi (obaj z AGH) za pomoc w zakupie tablicy z oryginalnego granitu strzegomskiego, a prof. Ewie Gudowskiej-Nowak za wszechstronną pomoc, w tym finansową, w organizacji całego przedsięwzięcia. Zdjęcia podczas uroczystości wykonał i udostępnił do publikacji mgr Krzysztof Magda z WFAIS UJ, za co pięknie dziękujemy.

Bibliografia

Prace, rękopisy, podręczniki i opublikowane listy Władysława Natansona można odnaleźć na stronie https://polona.pl/

[1] Infeld L., „Moje wspomnienia o Władysławie Natansonie" *Postępy Fizyki*, **9** 130 (1958).

[2] Natanson L. (Ladislas - Władysław) „On the statistical theory of radiation" *Bulletin de l'Académie des Sciences de Cracovie*, Serie A, **134** (1911); wersja niemiecka „Über die statistische Theorie der Strahlung" *Physikalische Zeitschrift* **12**, 659 (1911).

[3] Natanson W., *Zasady teorii promieniowania* s. 1, Wydawnictwo Redakcji Prace Matematyczno-Fizycznej, Warszawa 1912.

[4] Spałek J., „Statystyka Natansona–Bosego–Einsteina? Krytyczne tak" *Postępy Fizyki*, **56**, 146 (2005).

[5] Spałek J., *Wstęp do fizyki materii skondensowanej* rozdz. 6, PWN, Warszawa 2015.

[6] Spałek J., "The Bose–Einstein statistics: Remarks on Debye, Natanson, and Ehrenfest contributions and the emergence of indistinguishability principle for quantum particles" *Studia Historia Scientarium* **19**, 423 (2020).

[7] Kaplan I. G., *The Pauli Exclusion Principle* John Wiley & Sons, Chichester 2017.

[8] A. K. Wróblewski, *Historia fizyki w Polsce* PWN, Warszawa 2020.

Misja Polskiego Towarzystwa Fizycznego u progu drugiego stulecia działalności

Podsumowanie ankiety przeprowadzonej wśród członków PTF w sierpniu 2023 roku

The mission of the Polish Physical Society on the threshold of its second century of activity

Summary of the survey conducted among PPS members in August 2023

Krzysztof Petelczyc*

Politechnika Warszawska, Oddział Warszawski PTF

Agata Kubisiak**

Uniwersytet Jagielloński, Oddział Krakowski PTF

Abstrakt. Powszechna cyfryzacja nauki i życia społecznego, wchodzące coraz szerzej do powszechnego użycia algorytmy sztucznej inteligencji, a także niezwykle dynamiczny rozwój fizyki i związanych z nią badań interdyscyplinarnych każą zatrzymać się i zastanowić nad aktualnością misji Polskiego Towarzystwa Fizycznego (PTF). Temu tematowi poświęcone zostało specjalne spotkanie Zarządu Głównego PTF z przedstawicielami młodego pokolenia fizyków, które odbyło się 02.09.2023 podczas 48. Zjazdu Fizyków Polskich w Gdańsku.

Słowa kluczowe: Polskie Towarzystwo Fizyczne, PTF, historia PTF, misja PTF, strategia PTF, członkowie PTF

Abstract. The widespread digitization of science and social life, artificial intelligence algorithms becoming more widely used, as well as the extremely dynamic development of physics and related interdisciplinary research make us stop and reflect on the relevance of the mission of the Polish Physical Society. A special meeting of the PPS Main Board with representatives of the young generation of physicists was devoted to this topic, which took place on September 2, 2023 during the 48th Congress of Polish Physicists in Gdańsk.

Keywords: Polish Physical Society, PPS history, PPS mission, PPS strategy, PPS members

Ewolucja celów i metod działania PTF

Założyciele Polskiego Towarzystwa Fizycznego zdefiniowali w 1920 roku cel Towarzystwa, które miało *łączyć i kojarzyć we wspólnej i zgodnej pracy działalność osób, które zajmują się w Polsce badaniami w zakresie fizyki lub nauk pokrewnych albo też poświęcają się nauczaniu i rozpowszechnianiu w Polsce tych nauk lub wreszcie interesują się ich rozwojem i postępem i pragną mu dopomóc*." [1] Ta misja wydaje się być cały czas aktualna. Niezaprzeczalnie jednak wraz z postępem cywilizacyjnym zmienia się kontekst i środowisko, w którym działa Polskie Towarzystwo Fizyczne. Zmieniają się fizycy i społeczeństwo, badania i ich zakres, metody nauczania i środki upowszechniania fizyki.

Ojcowie założyciele Towarzystwa wskazywali w pierwszym statucie, że powinno ono *starać się o ułatwienie swym członkom ich działalności w wyżej wymienionym zakresie i dopomagać jej wszelkimi Towarzystwu dostępnymi sposobami*. Zdefiniowali także fizykę i nauki pokrewne jako *zarówno czyste czyli teoretyczne działy umiejętności, o których mowa, jako też i zastosowanie ich w życiu praktycznym*. [1] W 1932 roku rozszerzono

*ORCID 0000-0002-0138-1613
**ORCID 0000-0003-1241-4035

tę definicję dodatkowo o zastosowania *w nauczaniu szkolnym*. [2]

Wszelkie dostępne środki zostały uściślone w paragrafie piątym ówczesnego statutu. Polskie Towarzystwo Fizyczne miało więc odbywać posiedzenia naukowe, organizować wykłady otwarte, zapraszać na seminaria znamienitych fizyków europejskich oraz cyklicznie organizować Zjazdy Fizyków Polskich. Wydawane było także czasopismo naukowe *Sprawozdania i Prace Polskiego Towarzystwa Fizycznego*, przemianowane w 1932 w *Acta Physica Polonica*. PTF wchodziło w skład międzynarodowych związków fizycznych, mogło zakładać własne pracownie i biblioteki, przyznawać zapomogi i nagrody oraz wnosić memoriały i opinie do władz państwowych.

Cele te zasadniczo nie zmieniły się po wojnie, kiedy PTF formalnie stało się stowarzyszeniem. Sformułowanie celu skrócone zostało w 1949 roku do: *uprawianie i krzewienie fizyki i nauk pokrewnych z uwzględnieniem ich dydaktyki, historii i zastosowań*, środki prowadzące zaś do tego celu rozszerzono o przyjmowanie darowizn i zapisów od władz, instytucji i osób prywatnych na cele Towarzystwa oraz tworzenie komisji odpowiedzialnych za wykonywanie poszczególnych zadań. Zniknęła natomiast ze statutu działalność w zakresie apelowania do władz państwowych. [3]

Kolejna reforma brzmienia celu Polskiego Towarzystwa Fizycznego i sposobów jego realizacji nastąpiła w latach 60. XX wieku. Cel wzbogacono o *działalność społeczną mającą związek z fizyką* oraz dodano drugi punkt wskazujący na *umacnianie więzi między fizykami zatrudnionymi w różnych działach gospodarki narodowej i podnoszenie tą drogą ogólnego poziomu wiedzy fizycznej w Polsce*. [4] Lista działań PTF powiększyła się o współpracę z władzami, zakładami pracy i przemysłem, możliwość przedstawiania zasłużonych osób do odznaczeń i nagród państwowych oraz opiniowanie wniosków o takie wyróżnienia, a także udzielanie pomocy członkom, by mogli uczestniczyć w konferencjach naukowych. Ponadto PTF miało popierać działalność naukową i dydaktyczną prowadzoną przez młodych fizyków, a także starać się o należyty udział i wkład fizyków w gospodarkę narodową.

Zmiany w statucie wprowadzone na przełomie lat 70. i 80. XX w. nie zmodyfikowały znacząco definicji celów i sposobów działania PTF. [5] Po upadku Polskiej Rzeczpospolitej Ludowej nowy statut został uchwalony w 1994 roku. Definiował on cele Towarzystwa w trzech punktach: 1. Upowszechnianie fizyki oraz nauk pokrewnych, podnoszenie ogólnego poziomu wiedzy fizycznej i popieranie rozwoju fizyki w Polsce. 2. Wzmacnianie więzi między fizykami zatrudnionymi w oświacie, nauce, przemyśle i innych działach gospodarki. 3. Reprezentowanie środowiska fizyków w społeczeństwie. [6] Nie zmieniły się natomiast sposoby realizacji tych celów, choć zniknęły odwołania do gospodarki narodowej.

Ostatnie zmiany statutu w zakresie celów i metod działania nastąpiły w 2003 roku. W drugim celu *rozwijanie* zastąpiło *wzmacnianie*, w trzecim celu zaś w miejsce *w społeczeństwie* wpisano *wobec organów państwowych, samorządowych, a także innych organizacji publicznych i prywatnych w kraju i za granicą*. Znacznie skrócono również listę działań mających zapewnić realizację tych celów, ograniczając ją do wspierania, organizowania, nagradzania i upowszechniania badań w dziedzinie fizyki, wydawania książek i czasopism, popierania dydaktyki fizyki, popularyzacji jej osiągnięć oraz rozwijania współpracy z innymi instytucjami i towarzystwami naukowymi. [7] Takie są zapisy określające cele Towarzystwa w obecnie obowiązującym statucie, którego ostateczna wersja uchwalona została w 2019 roku [8].

Polskie Towarzystwo Fizyczne w oczach współczesnych fizyków

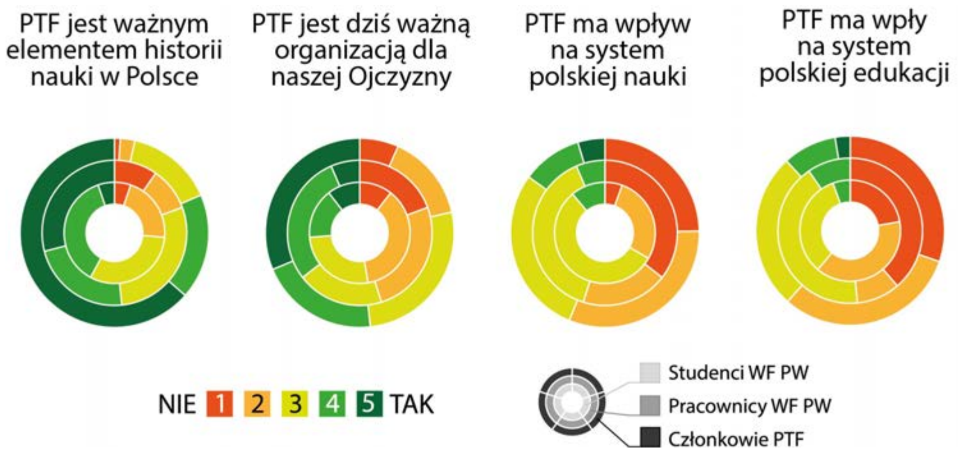
Zmiana wzmacniania więzi na ich rozwijanie dokonana w 2003 roku wydaje się być symptomatyczna. Niewątpliwie była ona podyktowana konstatacją, że kontakty między fizykami nie tyle słabną, co wręcz zanikają i wymagają nieustannego rozwijania. Można ten stan rzeczy powiązać z olbrzymim poszerzeniem tematyki badań podejmowanych przez fizyków w ciągu ostatnich 100 lat, co wymusiło wąską specjalizację zespołów badawczych. Przedwojenne Zjazdy Fizyków Polskich gromadziły fizyków z kilku ośrodków, a tematy referatów były zrozumiałe i fascynujące dla wszystkich uczestników. Dziś to największe wydarzenie, stanowiące o tożsamości Polskiego Towarzystwa Fizycznego, podzielone jest zwykle na kilkadziesiąt sesji tematycznych, na których często trudno szukać specjalistów z innych dziedzin fizyki niż omawiana. Powstają towarzystwa naukowe i czasopisma dotyczące wąskich dziedzin fizyki stawiając pod znakiem zapytania potrzebę i cel działania stowarzyszenia obejmującego swoim zakresem całą fizykę. Jednocześnie tożsamość fizyka wydaje się być ważna dla naukowców i nauczycieli, którzy postrzegają ją jako odrębną od tożsamości matematyka, chemika, elektronika czy technologa. Warto więc zastanowić się ponownie nad celami Polskiego Towarzystwa Fizycznego, jego misją – ideą, z którą wszyscy się zgadzamy i czujemy się nią zmotywowani do działania, a także obszarami i metodami działania adekwatnymi do wyzwań współczesności.

W celu budowy fundamentu pod takie działania, za zgodą prezes Polskiego Towarzystwa Fizycznego prof. Teresy Rzący-Urban oraz dziekana Wydziału Fizyki Politechniki Warszawskiej dr. hab. Wojciecha Wróbla, w sierpniu 2023 roku przeprowadzona została ankieta zarówno wśród członków Towarzystwa, jak i fizyków nienależących do niego. Zawarte w niej pytania dotyczyły opinii ankietowanych na temat wpływu PTF na życie fizyków, polityki władz państwa w zakresie nauki i oświaty, najważniejszych problemów dydaktyki fizyki oraz celowości popularyzacji wiedzy w tym zakresie. Posługując się klasyczną metodyką MTBI zaproponowaną przez Isabel Myer-Briggs [10], określono także potencjał oraz potrzeby członków Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Dzięki temu możliwe stało się udzielenie odpowiedzi na podstawowe pytania dotyczące działalności każdej organizacji: Kim jesteśmy? Co chcemy osiągnąć? Dla kogo działamy?

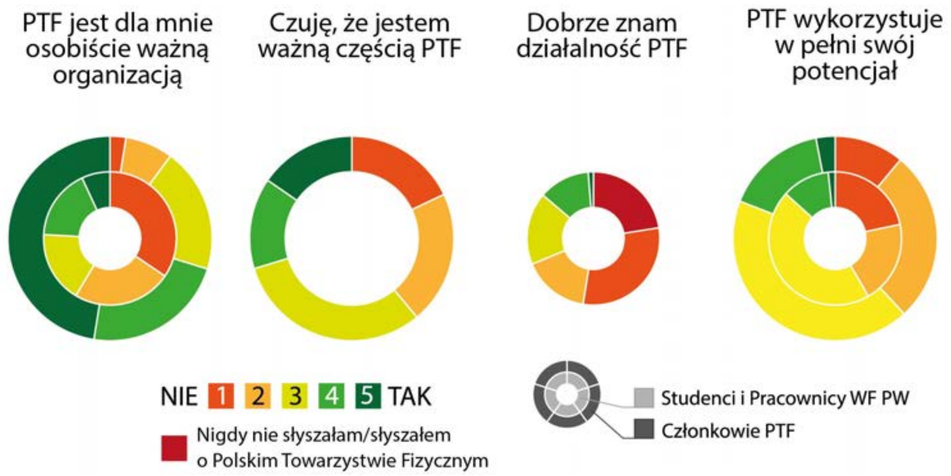
W ankiecie wzięło udział 201 członków Polskiego Towarzystwa Fizycznego (stanowiących 12% wszystkich aktywnych członków). Niektóre pytania zadano również 80 pracownikom, doktorantom i studentom Wydziału Fizyki Politechniki Warszawskiej (stanowiącym 21% wszystkich zatrudnionych i studentów WF PW) w zdecydowanej większości nienależącym do tego stowarzyszenia. Rozkład ankietowanych ze względu na miejsce pracy oraz stopień naukowy odpowiadał strukturze populacji w obu grupach, co pozwala uznać wyniki za reprezentatywne.

W oczach członków Polskiego Towarzystwa Fizycznego organizacja ta jest ważnym elementem historii nauki w Polsce (rys. 1), a ponad połowa uważa ją także za ważną współcześnie. Zupełnie inaczej widzą jednak stowarzyszenie fizycy niebędący jego członkami. O ile połowa pracowników zgadza się z istotnym wpływem na historię nauki w Polsce, to już większość studentów nie podziela tej opinii. Prawie połowa przedstawicieli obu tych grup jest zgodna, że dziś działalność Polskiego Towarzystwa Fizycznego nie jest ważna dla życia w Polsce.

Zarówno członkowie Polskiego Towarzystwa Fizycznego, jak i inni fizycy przyznają w większości, że towarzystwo nie ma wpływu ani na system nauki, ani na procesy warunkujące edukację w dziedzinie fizyki w naszym kraju. Opinii tej towarzyszy przekonanie, że potencjał PTF nie jest obecnie w pełni wykorzystywany. Fizycy są więc optymistami, jeśli chodzi o cele możliwe do osiągnięcia, ale pesymistycznie oceniają skuteczność podejmo-



Rys. 1. Rola Polskiego Towarzystwa Fizycznego w Polsce w opinii jego członków i innych fizyków – wyniki ankiety (przedstawiona ankietowanym skala 1-5 pozwoliła wskazać, w jakim stopniu badany zgadza się z powyższym stwierdzeniem)



Rys. 2. Działalność Polskiego Towarzystwa Fizycznego w opinii członków i innych fizyków – wyniki ankiety (przedstawiona ankietowanym skala 1-5 pozwoliła wskazać, w jakim stopniu badany zgadza się z powyższym stwierdzeniem)

wanych działań. Ankietowanych zapytano również o ich osobisty stosunek do Polskiego Towarzystwa Fizycznego (rys. 2). Co wydaje się równie istotne, jak i zrozumiałe, członkowie Towarzystwa wskazują, że jest ono dla nich ważne. Jednocześnie jednak mniej niż połowa z nich czuje się ważną częścią PTF. Wśród fizyków niestowarzyszonych w organizacji, większość osób nie zna w ogóle lub słabo zna jej działalność. Widać więc potrzebę podjęcia działań informacyjnych na zewnątrz, a także aktywizacji członków PTF.

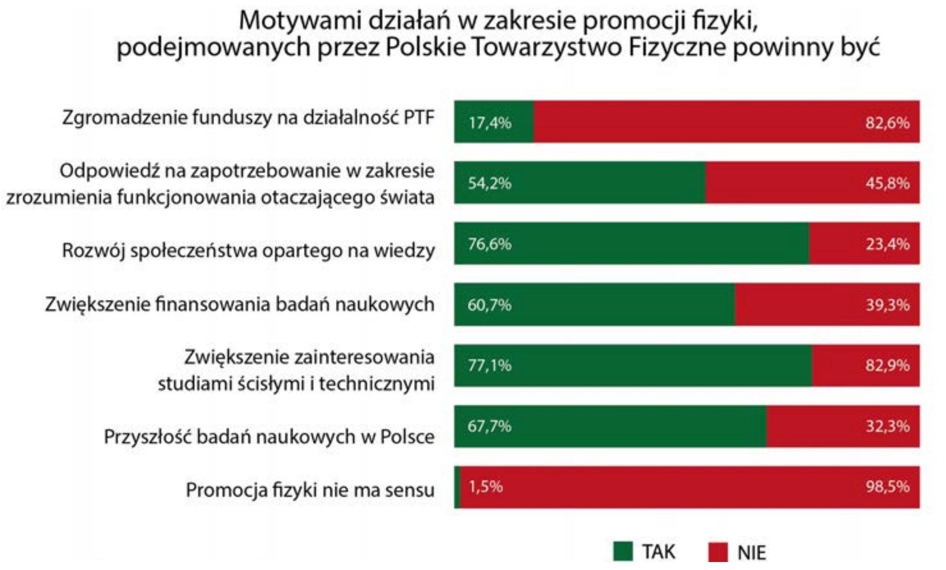
Posługując się klasyczną metodą analizy obrazów organizacji zaproponowaną przez G. Morgana [11], zapytano członków Towarzystwa o to, jakim typem struktury jest dziś stowarzyszenie. Blisko 55% osób wskazało na metaforę kultury, a więc organizacji, której uwaga koncentruje się na wspólnych wartościach, symbolach, przekonaniach i zachowaniach, a celem jest wspólne działanie. Dla prawie 20% członków PTF jest czymś w rodzaju organizmu, którego uwaga koncentruje się na otoczeniu i stosunkach z nim, istnieje w nim wiele współzależności, a struktura jest otwarta. Wskazuje to na najbardziej pożądany model zarządzania skupiony bardziej na ochronie tożsamości, inspirowaniu działań, sugerowaniu celów i bieżącym odpowiadaniu na wydarzenia, niż na strukturyzowaniu i delegowaniu zadań w Towarzystwie.

Wyzwania i trudności systemowe fizyki w Polsce

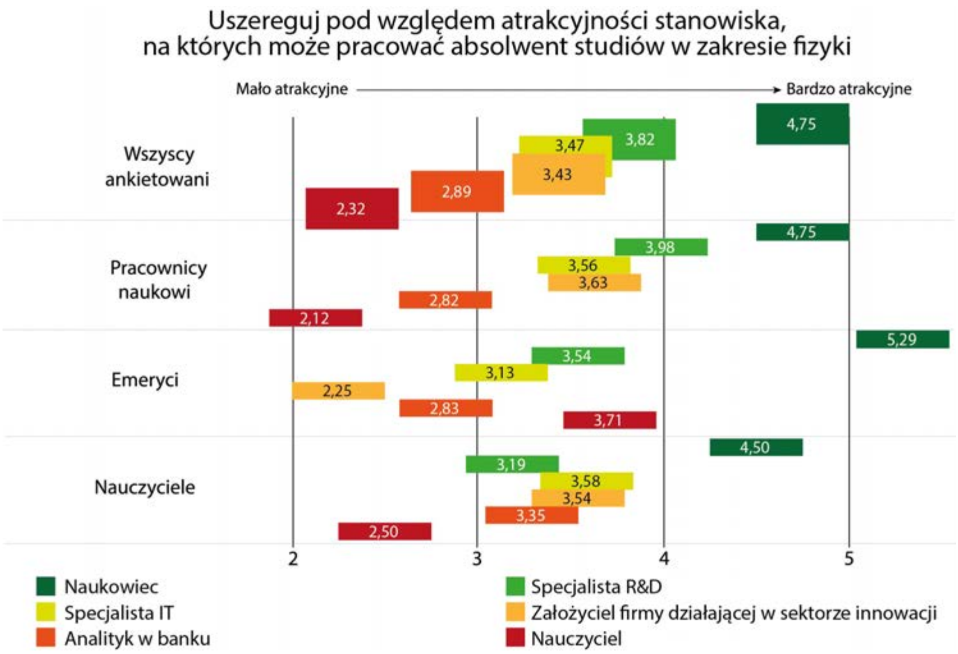
Respondenci poproszeni zostali również o wyrażenie w ankiecie opinii na temat wyzwań fizyki i trudności dotyczących jej rozwoju w naszym kraju (rys. 3). Na mniej więcej równym poziomie znalazły się głosy tych członków PTF, którzy uważają, że fizyka jest dostępna każdemu, o ile włoży się odrobinę trudu i chęci w jej poznanie (43,0%) i osób przychylających się raczej do opinii, że fizyka jest niełatwa i wymaga wysiłku, aby ją poznać (38,5%). Warto podkreślić, że wśród nauczycieli fizyki pierwsze z tych stwierdzeń miało jednak zdecydowanie więcej zwolenników (57,7%).

Jako najważniejszy problem edukacji fizyki w Polsce prawie co czwarty członek PTF wskazał, że fizyka jest trudna i niepraktyczna. Prawie co piąty z fizyków zrzeszonych w Towarzystwie wybrał niskie zarobki nauczycieli. Tak samo często wskazywano na brak systemowego wsparcia edukacji fizyki jako główne zagrożenie dla funkcjonowania dydaktyki tego przedmiotu. Co dziesiąty członek PTF jest zdania, że najpoważniejszym problemem jest zbyt mała liczba godzin przypadających na nauczanie fizyki w szkołach. Gdyby uwzględnić tylko odpowiedzi nauczycieli, najwięcej z nich wskazuje, że najważniejszym problemem jest wysokość nauczycielskich uposażeń, ale co szósty dydaktyk upatruje głównego zagrożenia w braku uzgodnienia szkolnych programów z fizyki i innych przedmiotów. Tę odpowiedź, jako najistotniejszy problem, łącznie wskazało jedynie 7% wszystkich ankietowanych. Rzadko natomiast nauczyciele upatrują głównego problemu w negatywnej opinii o fizyce panującej w społeczeństwie. To cenny wniosek z uwagi na wpływ nauczycieli na budowę tego wizerunku wśród przedstawicieli młodszego pokolenia. Należy podkreślić, że na podstawie tych wyników można wnioskować jedynie o najważniejszych, w opinii ankietowanych, problemach, natomiast niepoprawnym jest wartościowanie wagi każdego problemu.

Rys. 3. Problemy systemu edukacji fizyki w Polsce – wyniki ankiety



Rys. 4. Motywy działań Polskiego Towarzystwa Fizycznego w zakresie promocji fizyki – wyniki ankiety



Rys. 5. Atrakcyjność zawodów uprawianych po studiach w dziedzinie fizyki w oczach członków Polskiego Towarzystwa Fizycznego – wyniki ankiety (na wykresie podano wartości średnie odpowiedzi udzielanych w skali szkolnej 1-6)

Spośród tego co motywuje członków PTF do promocji fizyki najczęściej wskazywano w ankiecie rozwój społeczeństwa wykorzystującego wiedzę oraz zwiększenie zainteresowania studiami ścisłymi i technicznymi (rys. 4). Jedynie 1,5% badanych stwierdziło, że promocja fizyki nie ma sensu, ponad 82% zaś jest zdania, że jej celem nie powinno być gromadzenie funduszy na cele statutowe PTF.

Na pytanie o zasadność finansowania nauki z budżetu państwa, respondenci wskazali jako najważniejsze argumenty: rozwój nauki, przemysłu i polskiej gospodarki. Gdzie więc fizycy, zdaniem członków Polskiego Towarzystwa Fizycznego powinni pracować? Najbardziej atrakcyjnym stanowiskiem dla fizyka jest praca badawcza, którą w skali szkolnej oceniono średnio na 5– (rys. 5). Ocenę 4– przyznano zatrudnieniu w dziale badawczo-rozwojowym, na 3+ pod względem atrakcyjności oceniono średnio pracę fizyków w zakresie informatyki lub aktywność biznesową w zakresie innowacji. Rosnący udział fizyków w działach analitycznych banków został uznany za mniej atrakcyjny (ocena 3–), a prestiż fizyków pracujących jako nauczyciele oceniono na 2+ (taka ocena wynika także ze wskazań nauczycieli). Warto podkreślić, że całkiem inaczej widzą to zagadnienie członkowie-emeryci. Wśród nich zawód naukowca oceniony został na 5+, praca w szkole zaś odpowiada atrakcyjności zatrudnienia na poziomie 4–. Zupełnie niedoceniany natomiast przez seniorów jest pomysł kariery w postaci założenia firmy i komercjalizacji innowacyjnych wyników badań.

Tożsamość i potrzeby członków Polskiego Towarzystwa Fizycznego

W ankiecie podjęto także próbę charakterystyki członków Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Posłużono się w tym celu klasycznym modelem 16 osobowości MTBI [10]. Ankietowani na podstawie autooceny wskazywali swoje postawy w zakresie dychotomii ekstrawertyk-introwertyk, poznanie-intuicja, myślenie-odczuwanie oraz osąd-obserwacja. Uczestnicy badania mieli możliwość zrezygnowania z udziału w tej części badania. Można jednak stwierdzić, że rozkład ze względu na miejsce pracy oraz stopień naukowy (pośród 131 osób biorących w niej udział) nadal odpowiadał strukturze populacji członków PTF. Pozwala to uznać także te wyniki za reprezentatywne. Na podstawie odpowiedzi respondentów stwierdzono, że wśród członków Towarzystwa dominuje pięć typów osobowości (rys. 6).

Prawie co czwarty z nich to typ WIRTUOZ (ISTP). Tego typu osobowość w pracy kładzie nacisk na dynamizm działania i brak poczucia stagnacji. Dla satysfakcji zawodowej takiej osoby ważna jest wolność stawiania wyzwań, swoboda ustalania własnego harmonogramu zajęć, własnych obowiązków i własnego środowiska pracy.

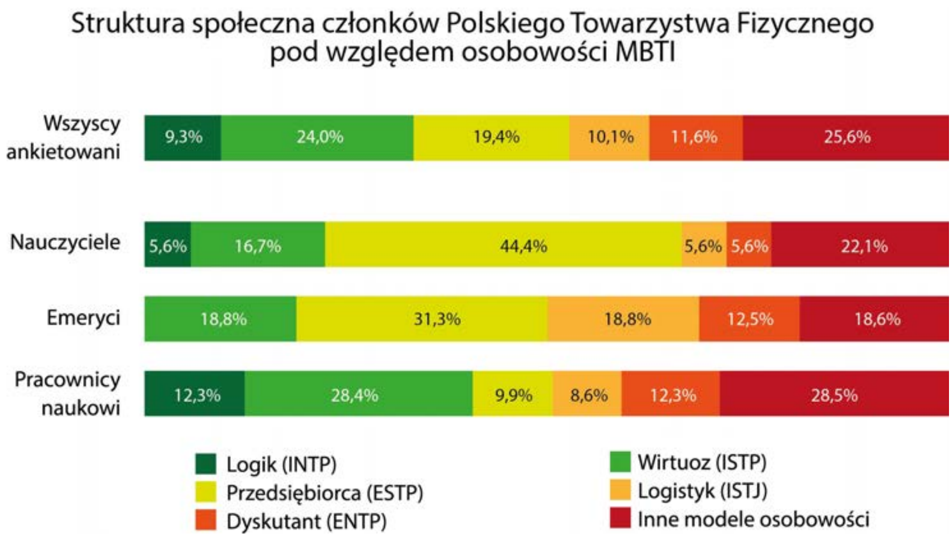
Co piąty członek PTF ma osobowość typu PRZEDSIĘBIORCA (ESTP). Są to osoby lubiące stawiać czoła pojawiającym się wyzwaniom. Dobrze wiedzą, że ryzyko się opłaca i chętniej zajmują się ekscytującymi problemami badawczymi niż zwykłą codzienna pracą dydaktyczną czy administracyjną. No chyba, że spotkają studenta, który chce i może osiągnąć coś wyjątkowego, otrzymają zadanie zorganizowania bezprecedensowego wydarzenia lub pozyskania ogromnego projektu.

Ponad 11% ankietowanych wskazało na osobowość typu DYSKUTANT (ENTP). To z kolei osoby niepokorne, oczekujące, że ich pomysły zostaną usłyszane przez wyznaczających kierunki działań, a następnie dogłębnie przedyskutowane. Są przekonane, że każdy ma jakiś pomysł i oczekują możliwości udziału w tworzeniu nowych rozwiązań czy idei niezależnie od pozycji, tytułu czy stanowiska.

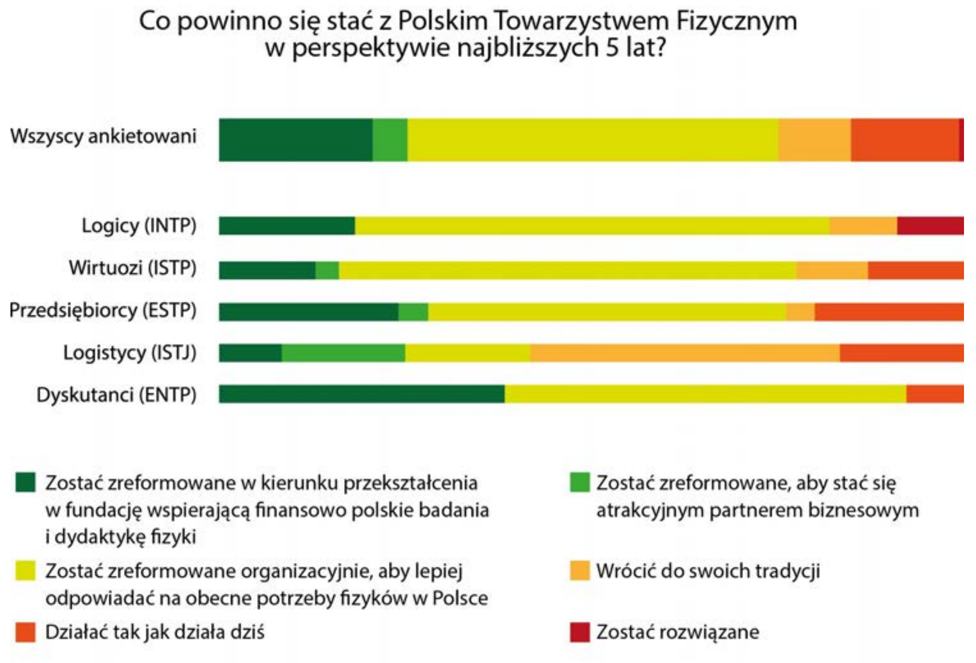
Jedna dziesiąta członków PTF to osoby zbliżone do modelu LOOGIKA (INTP). To zwolennicy pracy zespołowej. Potrzebują intelektualnej stymulacji, ale także swobody realizacji swoich pomysłów i możliwości rozwiązywania trudnych zagadek. Zdecydowanie nie lubią obowiązków biurokratycznych czy społecznych ani zadań administracyjnych. Do szczęścia wystarczy im zamknąć się w laboratorium i całkowicie poświęcić fizyce.

Niewiele mniej jest wśród społeczności Towarzystwa osób o osobowości LOGISTYKA (ISTJ). Ta grupa to osoby skupione na tradycji i hierarchii w nauce. W pracy zawsze szukają struktury, jasno określonych zasad oraz szacunku. Obowiązki nie są dla nich ciężarem, lecz wyrazem zaufania, jakim się je darzy. Nie lubią zmian, które wywracają porządek czy wiążą się z przejęciem nowych obowiązków lub utratą starych. Świetnie sprawdzają się wszędzie tam, gdzie potrzeba spisać zasady, opowiedzieć o historii lub czerpać z dokonań całej społeczności.

Powyższy opis pozwala zrozumieć jak różnorodne są osobowości członków PTF, a co za tym idzie, jak różne są wizje optymalnych warunków pracy lub nauki. Te postawy wpływają także na wizję samego Polskiego Towarzystwa Fizycznego, w którym wszystkie te osoby odnajdują swoje miejsce i pragną szukać tego, co jest im potrzebne dla poczucia bezpieczeństwa, samorealizacji i rozwoju.



Rys. 6. Struktura społeczna członków PTF pod względem osobowości (zgodnie z metodyką MTBI) – wyniki ankiety



Rys. 7. Co powinno się stać z Polskim Towarzystwem Fizycznym w perspektywie najbliższych 5 lat – wyniki ankiety; w pierwszym wierszu wykresu podano strukturę odpowiedzi wszystkich ankietowanych, a w pozostałych strukturę odpowiedzi poszczególnych typów osobowości zgodnie z metodyką MTBI

Szczególnie dobrze widać te różne aspekty spojrzenia na cele i działalność Towarzystwa w odpowiedziach na pytanie o kierunek, jaki powinno obrać Polskie Towarzystwo Fizyczne w najbliższych pięciu latach (rys. 7). Prawie połowa wszystkich ankietowanych wskazała na konieczność zreformowania PTF pod względem organizacyjnym, aby mogło lepiej odpowiadać na obecne potrzeby fizyków w Polsce. Jest to zgodne z omawianym wyżej poglądem, że nie wykorzystuje ono w pełni swojego potencjału. Co piąty ankietowany wskazał, że zmiany powinny iść w kierunku przekształcenia Towarzystwa w fundację wspierającą finansowo polskie badania i dydaktykę fizyki. Jedynie co siódmy respondent uważa, że PTF powinno działać bez istotnych zmian. Kiedy jednak podzielimy głosy ze względu na modelowe typy osobowości okazuje się, że te proporcje istotnie się różnią. Logistycy uważają, że Polskie Towarzystwo Fizyczne zbyt daleko oddaliło się od swoich tradycji, do których powinno wrócić, wśród logików zaś nie ma zwolenników braku zmian, co dwunasty z nich bowiem uważa, że Towarzystwo należy rozwiązać.

Wymarzony obraz PTF

W ankiecie zapytano również o to, jak powinno działać PTF, gdyby nie stały przed nim żadne ograniczenia (finansowe, organizacyjne, kadrowe i inne). Temat ten pogłębiono podczas dyskusji na wspomnianym spotkaniu Zarządu Głównego PTF z przedstawicielami młodego pokolenia podczas Zjazdu Fizyków Polskich w Gdańsku. W czasie tego spotkania przedstawiciele poszczególnych oddziałów opowiedzieli o zakresach swoich działań i trudnościach, z którymi się spotykają. Najgłośniej wybrzmiał problem braku nowych członków, szczególnie młodych, którzy byliby chętni do tworzenia inicjatyw i pracy społecznej na rzecz celów Towarzystwa. Zagrożenie to szczególnie silnie dotyka mniejsze oddziały, gdzie liczba aktywnych członków nierzadko spada poniżej dziesięciu. Często problem wiąże się z wątpliwościami młodych ludzi co do celowości członkostwa w PTF.

Innym problemem są zasoby finansowe poszczególnych komórek organizacyjnych PTF, warunkujące potencjalną działalność. O ile duże oddziały, jak warszawski, krakowski czy gdański pozyskują dotacje od władz samorządowych i instytucji centralnych, to większość pozostałych ośrodków musi liczyć każdą złotówkę przy planowaniu działań czy wydarzeń. Wskazano także na niski poziom współpracy z przemysłem i brak skutecznych lobbystów w tej dziedzinie.

Młodzi członkowie PTF zwrócili uwagę na trudność w równoprawnym uczestnictwie w wydarzeniach Polskiego Towarzystwa Fizycznego, na przykład w zakresie wystąpień w sesjach naukowych podczas Zjazdów Fizyków Polskich czy dostępu do publikowania w wydawnictwach towarzystwa. Wskazano także na ogólne problemy systemowe organizacji nauki w Polsce, takie jak zniechęcanie do tworzenia dużych interdyscyplinarnych zespołów, preferowanie jedynie wąskiego zakresu aktywności z przyznanymi punktami MEiN oraz konieczność poświęcenia ogromnej ilości czasu i wykonania dużej pracy, by utrzymać się na studiach doktoranckich.

Z wypowiedzi ankietowych i głosów zebranych podczas dyskusji można wyłonić wizję tego, **czym według członków powinno być Polskie Towarzystwo Fizyczne:**

- prestiżową społecznością wzajemnego wsparcia, działania i motywacji fizyków pracujących w Polsce
- liczącym się partnerem Rządu Rzeczpospolitej Polskiej w ustalaniu polityki naukowej i dydaktycznej w zakresie fizyki
- rzecznikiem medialnym polskich fizyków i źródłem wiedzy eksperckiej w zakresie fizyki
- reprezentantem polskich fizyków na arenie międzynarodowej i w zagranicznych towarzystwach naukowych
- skutecznym pośrednikiem współpracy między polskimi fizykami, a sektorem przemysłu i usług w celu budowy innowacyjnej gospodarki w Polsce
- platformą wymiany wiedzy, pomysłów oraz wsparcia dla fizyków niezależnie od miejsca pracy
- mecenasem karier uczniów, studentów i młodych naukowców, promotorem kół naukowych i stowarzyszeń studentów fizyki oraz kierunków związanych z tą dziedziną
- repozytorium i aktywnym promotorem osiągnięć polskich fizyków
- fundatorem i organizatorem szkolnych pracowni fizycznych oraz gwarantem komfortu pracy nauczyciela i jakości merytorycznej lekcji
- organizatorem, koordynatorem i partnerem atrakcyjnych inicjatyw ukierunkowanych na wzrost potencjału naukowego polskich ośrodków badawczych oraz aktywne budowanie pozytywnego wizerunku fizyki jako nauki ciekawej i praktycznej

Przed władzami i członkami PTF długa droga prowadząca do rozwiązania zidentyfikowanych problemów oraz transformacji w nowoczesne, skuteczne i istotne stowarzyszenie łączące fizyków w Polsce i posiadające ofertę odpowiadającą ich realnym potrzebom. Kolejnym krokiem powinno stać się ścisłe opisanie tych potrzeb oraz rozważenie możliwych sposobów ich zaspokojenia i zapewnienia środków do tego niezbędnych. Dopiero wówczas rozpocząć trzeba będzie spokojny, ale i trudny proces transformacji, której oczekują członkowie. Ważne, aby zadanie to na bieżąco kontrolować i stale weryfikować aktualność założeń i celów.

Na podstawie wykonanej analizy możemy stwierdzić, że misją Polskiego Towarzystwa Fizycznego powinno być dążenie do tego, aby każdy fizyk w Polsce czuł wsparcie, motywację i pełnię możliwości działania.

Źródła

1. Statut Polskiego Towarzystwa Fizycznego z roku 1920, Archiwum PTF, t. 147.
2. Statut Polskiego Towarzystwa Fizycznego z roku 1932, Archiwum PTF, t. 148.
3. Statut Polskiego Towarzystwa Fizycznego z roku 1948, Archiwum PTF, t. 149.
4. Statut Polskiego Towarzystwa Fizycznego z roku 1962, Archiwum PTF, t. 150.
5. Statut Polskiego Towarzystwa Fizycznego z roku 1981, Archiwum PTF, t. 151.
6. Statut Polskiego Towarzystwa Fizycznego z roku 1994, Archiwum PTF, t. 152.
7. Statut Polskiego Towarzystwa Fizycznego z roku 2003, Archiwum PTF, t. 152.
8. Statut Polskiego Towarzystwa Fizycznego z roku 2019, Biuro PTF.
9. Cohen, Y., Ornoy, H., & Keren, B. (2013). *MBTI personality types of project managers and their success: A field survey.* Project Management Journal, 44(**??**), 78-87.
10. Morgan G. *Obrazy organizacji* PWN 2013.

Kronika Polskiego Towarzystwa Fizycznego

Fizycy pod żaglami *Kapitana Borchardta*

Na przełomie sierpnia i września 2023 znów popłynęliśmy w rejs. Tym razem stanęliśmy na pokładzie najstarszego polskiego żaglowca, trzymasztowego szkunera gaflowego STS Kapitan Borchardt. Jest to najstarszy pływający obecnie pod polską banderą żaglowiec o ciekawej historii, a i jego patron to postać nietuzinkowa o biografii, z którą warto się zapoznać. Nad ranem 26 sierpnia 2023, po nocnej podróży autokarem, postawiliśmy nogi na pokładzie naszego, na kolejne 7 dni, pływającego domu. Plan był taki, aby wystartować w Lubece, popłynąć na Bornholm a zakończyć rejs w Gdańsku na 48 Zjeździe Fizyków Polskich.

Wystartowaliśmy z przyczyn organizacyjno-technicznych nie z Lubeki, jak planowano, a z Travemunde, miejscowości oddalonej o kilkanaście kilometrów, ale dzięki temu plan zrealizowaliśmy z nawiązką. Dzień zaokrętowania minął pod znakiem odświeżania starych i zawiązywania nowych znajomości. Oczywiście poznaliśmy załogę stałą i wytyczne co do tego, jak o Kapitana Borchardta dbać i jakie zasady na nim obowiązują. W niedzielę nad ranem wypłynęliśmy. Cudowny to był start, bo już na początku postawiliśmy wszystkie żagle, a przecież nic tak nie cieszy załogi jak żaglowiec pod pełnymi żaglami. W poniedziałek przybiliśmy do nadbrzeża portu w miejscowości Ronne na Bornholmie. Na wejściu przywitała nas ekipa medyczna. A było to tak: od sobotniego wieczoru do tego poniedziałkowego popołudnia nasi dzielni załoganci w osobach Leszka oraz Ani zaliczyli dość spektakularne kontuzje – Leszek w postaci złamanej kości stopy, Ania przygniecionego palca dłoni. Pomoc medyczną uzyskali natychmiast, gdyż naszym kapitanem był Marcin Wojtkowski – nasz człowiek na misjach medycznych w Afganistanie. Mimo profesjonalnej opieki medycznej na pokładzie, w Ronne zalecono prześwietlenie i dodatkowe zabezpieczenie naszych poszkodowanych. Po przenocowaniu, podleczeniu ran i złapaniu tchu w Ronne, przepłynęliśmy na drugą stronę wyspy do Hammerhavn skąd udaliśmy się na wycieczkę do ruin pobliskiego zamku, a następnie zwiedziliśmy miejscowość Allinge, gdzie zajadaliśmy

STS Kapitan Borchardt

się owocami morza… bałtyckiego. Kuchnia śródziemnomorska w wydaniu duńskim to dość fascynująca wyprawa kulinarna. Polecam!

Wczesnym ranem 1 września, w drodze z Gdyni do Gdańska przepływaliśmy obok Westerplatte. Nie dane nam było uczestniczyć w oficjalnych obchodach wybuchu II wojny, ale nie zmienia to faktu, że przepłynięcie tuż obok pomnika, oddanie salutu ludziom i symbolice tego miejsca potrafi przyprawić o ciarki, wzruszenie i refleksje. Choć w to piątkowe popołudnie pogoda nie dopisała, w przerwach między ulewą a kolejną ulewą zapraszaliśmy na pokład gości, aby dowiedzieli się co nieco o fizyce biorąc udział w kilku ciekawych eksperymentach. Nieodmiennie od lat największym zainteresowaniem cieszy się fizyczna walizka i tym razem było podobnie. Ciekawych cóż w niej niezwykłego zapraszamy na kolejny rejs!

Patryk Bąkowski

Październik 2023

Białystok. Noc Innowacji na Wydziale Fizyki UwB to gratka dla miłośników nauki w każdym wieku. 12.10.2023 Wydział Fizyki po raz kolejny otworzył drzwi swoich pracowni, laboratoriów i sal wykładowych, gdzie m.in. można było dowiedzieć się, jak działa superkomputer i piec halogenowy do produkcji kryształów, poznać odpowiedzi na pytania: *Czy promieniowanie X jest potrzebne? Jak fizyka pomaga w obrazowania aktywności mózgu?*

Rzeszów. 13.10.2023 na Politechnice Rzeszowskiej odbyły się Nocne Spotkania z Nauką – seria popularnonaukowych wykładów i pokazów połączona z udostępnieniem laboratoriów PRz dla zwiedzających. Podczas trwającego kilka godzin wydarzenia budynki naukowo-dydaktyczne uczelni odwiedziło kilka tysięcy zainteresowanych współczesną nauką. Uczestnicy mogli zapoznać się ze sposobami określania drogi hamowania pojazdów ciężarowych na śliskich nawierzchniach, działaniem laserów, wyznaczaniem struktury i składu chemicznego różnych związków, podstawami druku 3D i jak wykorzystywać symulator latania dronem, a także obejrzeć główną atrakcję programu – Teatr Wysokich Napięć, w którym wykorzystano potężne transformatory Tesli. Wydarzenie zostało zorganizowane przez Centrum Komunikacji i Kultury Akademickiej Politechniki Rzeszowskiej.

Listopad 2023

Białystok. 07.11.2023 na Wydziale Fizyki UwB odbył się Białostocki Dzień Kopernikański, jako część obchodów roku kopernikańskiego, w ramach którego Andrzej Branicki z Wydziału Fizyki UwB wygłosił wykład *O możliwych przyczynach rewolucji kopernikańskiej i trudnościach jej akceptacji*. W wystąpieniu omówione zostały te cechy ptolemeuszowego modelu świata, które mogły prowokować Kopernika do pracy nad jego zmianą, a także przyczyny trudności w akceptacji modelu heliocentrycznego przez ówczesnych uczonych. Zwieńczeniem obchodów było zwiedzanie Obserwatorium Uniwersyteckiego oraz projekcja filmu w Uniwersyteckim Planetarium.

Rzeszów. 10.11.2023 w Podkarpackim Centrum Nauki "Łukasiewicz"odbył się SpiNDay 2023 – kolejna edycja corocznego wydarzenia, organizowanego przez stowarzyszenie ExploRes jako lokalny odpowiednik Światowego Dnia Nauki dla Pokoju i Rozwoju UNESCO. Impreza ta ma na celu popularyzować i przybliżać współczesną naukę osobom zainteresowanym, ale z różnych powodów niekoniecznie partycypującym w świecie badań i rozwoju. Uczestnicy wydarzenia mogli wziąć udział w szeregu pokazów, warsztatów i wykładów zorganizowanych zarówno przez pracowników "Łukasiewicza", jak i współpracujących z nimi przedstawicielami Instytutu Fizyki Jądrowej PAN w Krakowie. Imprezę zdominowały praktyczne aspekty fizyki jądrowej. Podczas wykładu prof. Krzysztofa Kozaka (IFJ PAN) można było zapoznać się z budową i funkcjonowaniem małych reaktorów modułowych (SMR) oraz ich miejscem w Programie Polskiej Energetyki Jądrowej. Wykład został zarejestrowany: https://www.youtube.com/watch?v=kvc7P7RutL4

Białystok. 10.11.2023 po raz drugi Centrum Popularyzacji Nauki, we współpracy z Markiem Nikołajukiem z Wydziału Fizyk UwB, zorganizowało wydarzenie pod hasłem SPiNamy Białystok. Pięćdziesięciu seniorów z redakcji Podlaskiego Seniora, Uniwersytetu Trzeciego Wieku oraz Akademii Plus 50 przekonało się, że niezależnie od wieku, zawsze można odkrywać nowe tajemnice świata. Goście wydarzenia mogli między innymi obejrzeć w Planetarium i Obserwatorium UwB film o tym, jak ludzie spełnili swoje marzenie o lataniu, oraz odbyć wirtualną podróż po Układzie Słonecznym.

Warszawa. 18.11.2023 na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego odbyła się 1. Warszawska Konferencja Nauczycieli Fizyki *Jak uczyć astronomii?*. Konferencja poświęcona nauczaniu astronomii składała się z czterech części. W pierwszej uczestnicy i uczestniczki wysłuchali wybitnych polskich popularyzatorów nauki. Od Dariusza Aksamita dowiedzieli się, jak wykorzystać telefony komórkowe i komputery do nauczania astronomii, od Jakuba Bochińskiego – o polskich instrumentach badawczych na stacjach kosmicznych; a od Anny Bukiewicz-Szul – o Międzynarodowej Stacji Kosmicznej.

Robert Nowakowski, Krzysztof Szcześniak i Katarzyna Kaczmarczyk opowiedzieli, jak można w szkole uczyć o kosmosie, jak prowadzić z uczniami obserwację Słońca, jak zrobić dobre zdjęcia nocnego nieba i jak odpowiadać na pytania uczniów padające podczas lekcji poświęconych astronomii. Waldemar Grabowski przedstawił konkursy o tematyce astronomicznej organizowane m.in. przez Europejską Agencję Kosmiczną, a Krzysztof Turzyński – zakres studiów o tematyce astronomicznej na Wydziale Fizyki UW. Drugą część Konferencji stanowiły interaktywne warsztaty prowadzone przez wybitnych praktyków popularyzacji nauki, m.in przez Anitę Gardias – *Astronomia w prostych eksperymentach*, Sławomira Miernickiego – weryfikacja hipotez astronomicznych z wykorzystaniem metody naukowej, Justynę Średzińską – jak projektować zajęcia edukacyjne przedmiotów przyrodniczych wykorzystując zasoby Internetu dotyczące zagadnień z zakresu astronomii, astrofizyki i astronautyki, Adama Zahlera – *Kule i sześciany*, Krzysztofa Szcześniaka – projekt CREDO, Roberta Nowakowskiego – zjawiska w fotosferze i chromosferze Słońca. Trzecią częścią konferencji była rozmowa na temat życia we Wszechświecie z udziałem gościa specjalnego Tomasza Zajkowskiego, astrobiologa NASA, prezesa Polskiego Towarzystwa Astrobiologicznego, prowadzona przez Andrzeja Wysmołka (Wydział Fizyki UW).Panel dyskusyjny na temat wyzwań i problemów współczesnej dydaktyki wypełnił część czwartą, a konferencję zakończyła obserwacja nocnego nieba z parku Pola Mokotowskie przeprowadzona wspólne z Polskim Towarzystwem Miłośników Astronomii.

Organizatorami konferencji był Oddział Warszawski PTF i Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego, przy wsparciu Biura Edukacji Kosmicznej ESERO, Centrum Nauki Kopernik, Polskiego Towarzystwa Miłośników Astronomii (Oddział Warszawski), m.st. Warszawy, Wydawnictwa WIR i Polskiego Towarzystwa Astrobiologicznego

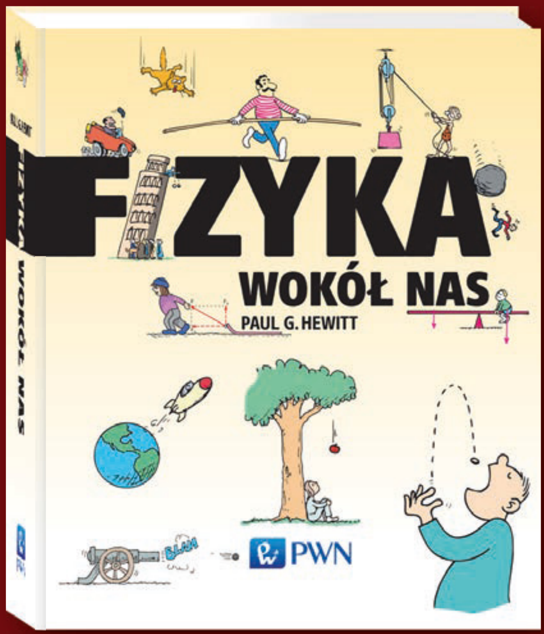
Białystok. 20.11.2023. Jak wygląda zorza polarna nad rzeką Supraśl czy obłoki srebrzyste nad wsią Studzianki – to i wiele więcej można podziwiać na wystawie astrofotografii *Niebo na krańcu świata* zorganizowanej w Planetarium i Obserwatorium UwB. Wystawę tworzy 18 niezwykłych zdjęć zrobionych w regionie podlaskim przez Szczepana Skibickiego, Marka Białego i Macieja Jarmoca – członków Polskiego Towarzystwa Miłośników Astronomii (oddział w Białymstoku). Wystawa uzyskała wsparcie finansowe PAN (oddział w Olsztynie i w Białymstoku, z siedzibą w Olsztynie).

Białystok. 22.11.2023 młodzież z Technikum Programistycznego oraz Liceum Infotech odwiedziła kampus uniwersytecki, by wziąć udział w interaktywnym wykładzie *Fizyka w grach komputerowych*. Podczas spotkania Krzysztof Gawryluk z Wydziału Fizyki mówił o tym, jak tworzy się gry komputerowe, czy wystarczy do tego znajomość informatyki, czy może potrzebna jest też wiedza z zakresu matematyki lub fizyki.

Grudzień 2023

50 lat miesięcznika Delta
Serdeczne gratulacje od kwartalnika *Postępy Fizyki*!
Warszawa. 07.12.2023 na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego Redakcja miesięcznika *Delta*, razem z Wydziałami Fizyki oraz Matematyki, Informatyki i Mechaniki UW zorganizowała popularnonaukowy *Maraton Wykładowy* z okazji jubileuszu 50-lecia. Maraton składał się z czterech godzinnych bloków obejmujących cztery krótkie prezentacje popularnonaukowe, każda dotycząca jednej z czterech dziedzin: fizyki, matematyki, astronomii i informatyki. Szczegółowy program znajduje się na stronie: http://deltami.edu.pl/50-lecie, gdzie są też zamieszczone linki do nagrań tych wykładów na platformie YouTube.

Białystok. 18.12.2023 oficjalnie zainaugurowano drugą edycję Programu Tutorskiego UwB *Uczeń jako badacz, naukowiec i odkrywca*. Z możliwości rozwoju skorzysta w sumie 28 uczniów. Jan Kropiwnicki z Technikum Programistycznego Infotech oraz Sabina Fiedorowicz z Liceum Ogólnokształcącego w Dąbrowie Białostockiej zmierzą się z tematem *Złudzenia umysłu kontra symulacje: ciągi losowe – metody Monte Carlo, język Maxima* zaproponowanym przez Edwarda Piotrowskiego z Katedry Metod Matematycznych Fizyki Wydziału Fizyki UwB. Tegoroczna edycja programu zakończy się w czerwcu 2024 roku prezentacją efektów pracy badawczej jego uczestników.



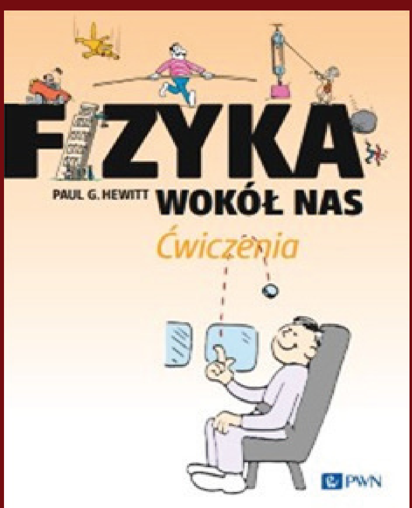
Nieoceniona pomoc dla

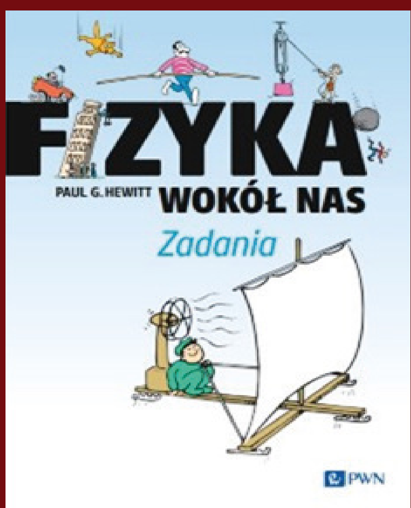
- **uczniów**
- **rodziców**
- **studentów**
- **nauczycieli**

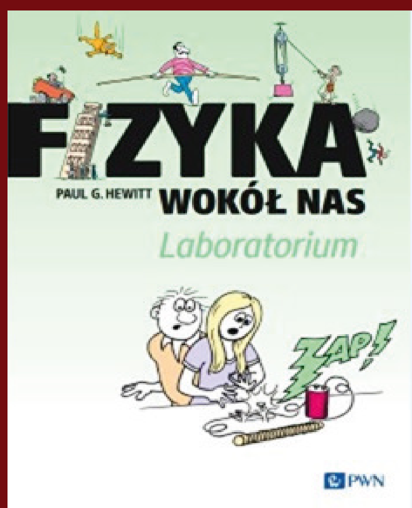
Tłumaczenie 12. wydania angielskojęzycznego oryginału podręcznika ***Fizyka wokół nas*** autorstwa amerykańskiego fizyka **Paula G. Hewitta**, który zrewolucjonizował nauczanie fizyki i wyznaczył jego nowe standardy. Czytelnik dostaje do rąk niezwykłą opowieść wyjaśniającą istotę otaczających nas zjawisk fizycznych.

Dzięki przykładom z codziennego życia oraz dużej liczbie ilustracji (fotografii i świetnych rysunków) łatwiej jest zrozumieć prawa rządzące przyrodą. Chociaż autor nie stroni od matematyki i wzorów, to są one tylko pomocą, nie przesłaniają meritum. Niniejsze wydanie uwzględnia najnowsze osiągnięcia fizyki, szczególnie w zakresie atomistki, energetyki czy kosmologii; ma odświeżoną szatę graficzną, zawiera rozszerzoną część ćwiczeniową oraz wprowadzenie do zadań testowych.

Publikacja, z której można czerpać garściami przykłady prostych doświadczeń i zadań koncepcyjnych, szczególnie godna jest polecenia tym wszystkim, którzy nie lubią fizyki, gdyż wydaje im się trudna i nudna. Dygresje i przykłady to najmocniejsza strona podręcznika – jest ich dużo, trafią do każdego i nikt po przejrzeniu książki nie powie, że fizyka to oderwana od życia nauka o równi pochyłej, solenoidach, wahadle matematycznym czy gazie doskonałym.

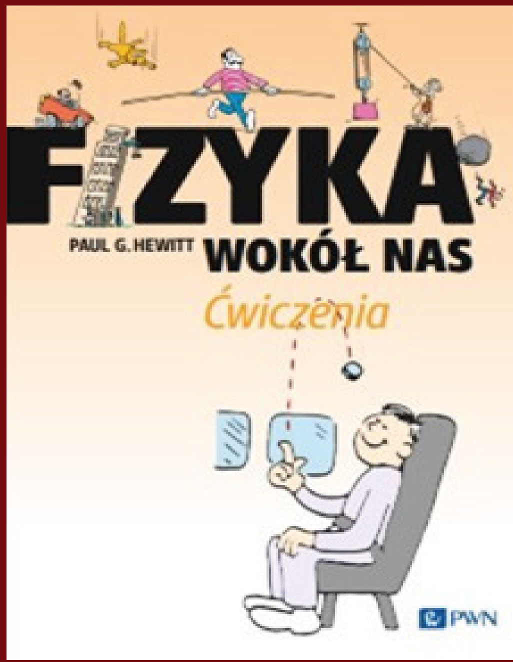






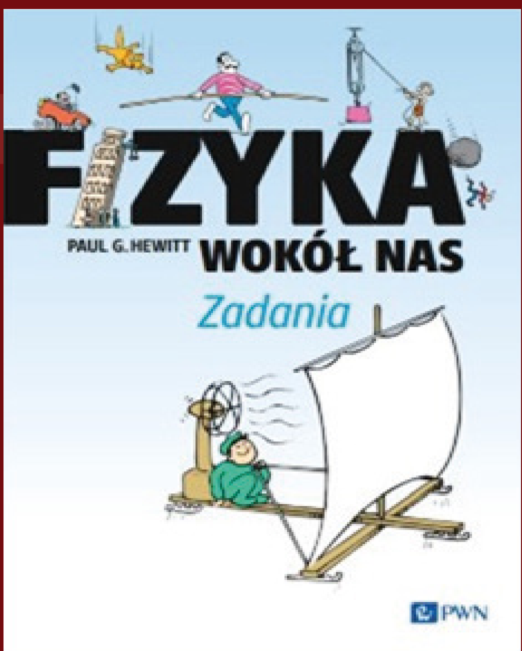
FIZYKA

NOWOŚĆ

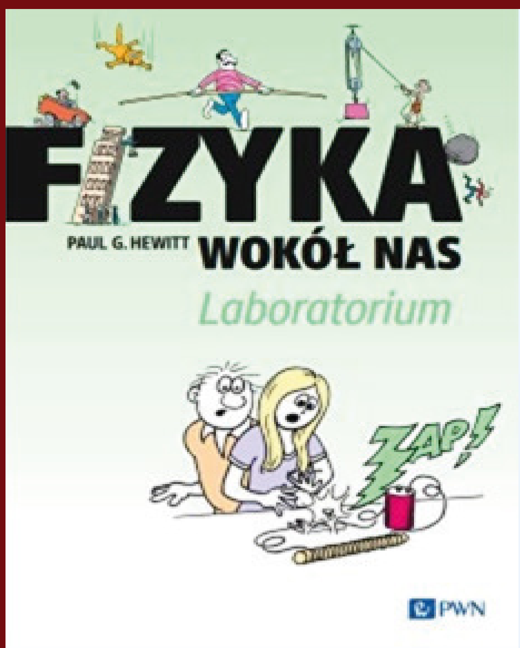


Jak zrozumieć fizykę i ją polubić? Najlepiej poprzez praktykę, czyli rozwiązywanie ciekawych problemów i zadań. Kolejna książka z serii publikacji **Paula G. Hewitta** to niezwykła pozycja, w której autor tłumaczy istotę zjawisk fizycznych w taki właśnie sposób. Znajdziemy tu mnóstwo ćwiczeń obliczeniowych, pytań i odpowiedzi rozwiewających błędne przekonania oraz problemów praktycznych, które pomagają czytelnikom „połączyć wszystko w całość". ***Ćwiczenia*** są cennym uzupełnieniem podręcznika ***Fizyka wokół nas*** (wyd. 12. oryginału) i pomagają w zrozumieniu przedstawionych tam zagadnień.

Nieoceniona pomoc dla uczniów, studentów, rodziców, nauczycieli

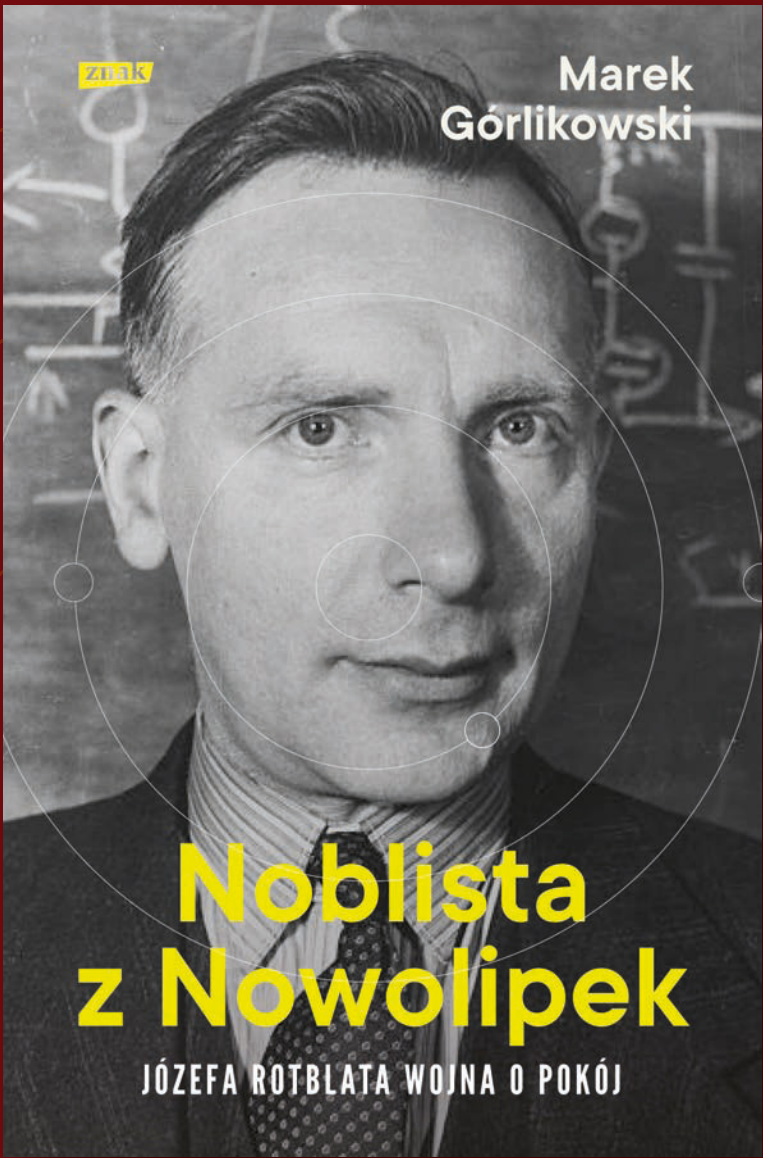


W PRZYGOTOWANIU



75 LAT

POSTĘPY FIZYKI



Noblista z Nowolipek to wciągająca, znakomicie opowiedziana historia początków fizyki jądrowej, budowy bomby atomowej i rozkręcającego się wyścigu zbrojeń, ale nie tylko – jest to jednocześnie inspirująca opowieść o człowieku, który miał odwagę sprzeciwić się światowym mocarstwom.

Marek Górlikowski dociera do dokumentów FBI, polskiej bezpieki oraz archiwów noblisty w Londynie i Cambridge. Opisuje dramatyczne wojenne losy rodziny Rotblatów, ale też odsłania kulisy działania jednej z najbardziej kontrowersyjnych organizacji pokojowych świata. Reporter nie krzepi serc. Pyta o cenę światowego pokoju, odpowiedzialność naukowców za wyniki ich badań i w końcu o polską pamięć o żydowskich sąsiadach i żydowską – o polskich. Jako pierwszy wyjaśnia, co sprawiło, że Rotblat niestrudzenie powtarzał: ***Pamiętajcie o swoim człowieczeństwie i zapomnijcie o całej reszcie.***

ebook dostępny w sprzedaży

https://woblink.com/ebook/noblista-z-nowolipek-gorlikowski-marek-129206u?szukaj=noblista+nowo&gdzie=ebooks