

# POSTĘPY FIZYKI

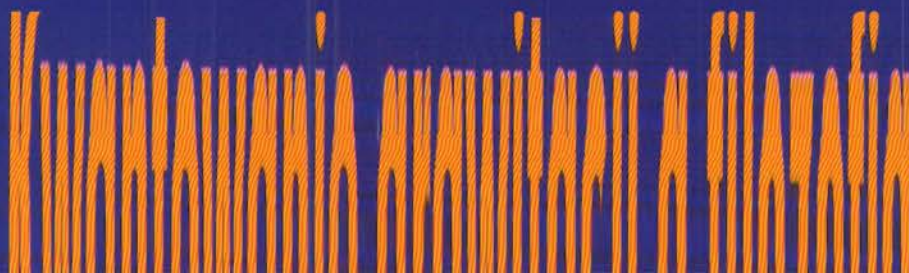
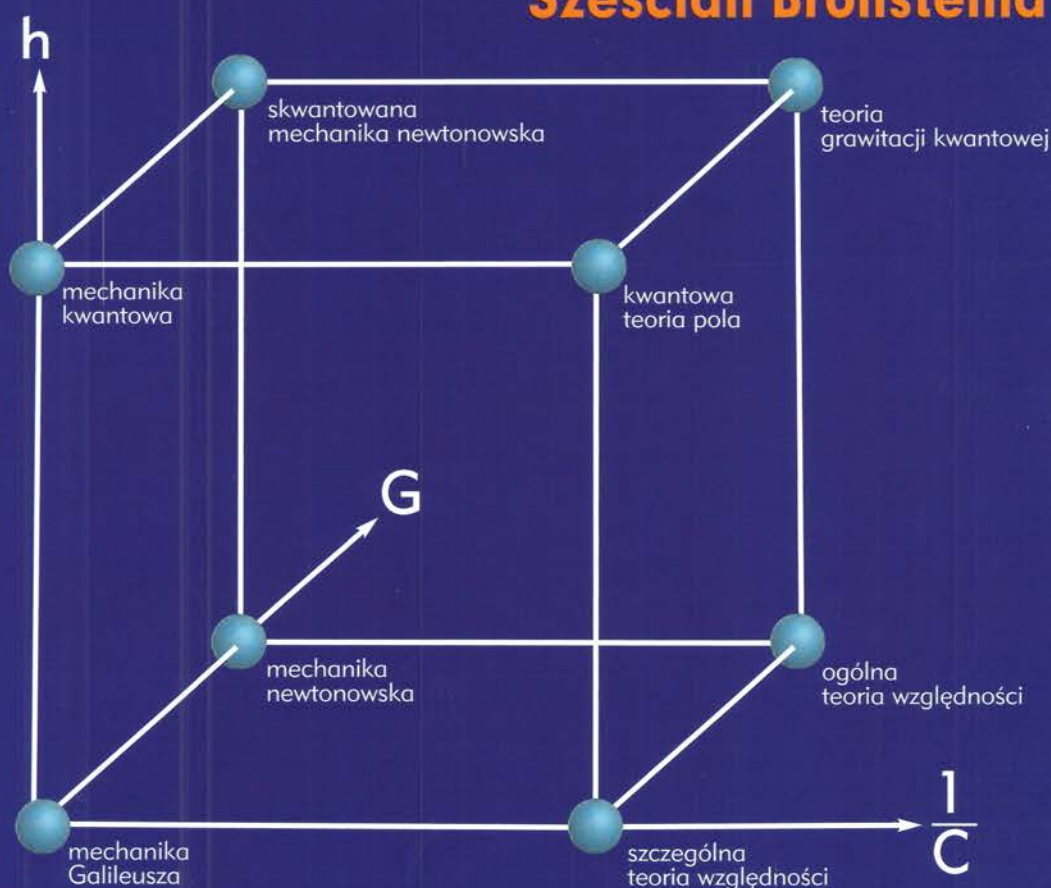
Dwumiesięcznik Polskiego Towarzystwa Fizycznego



## Zastosowania twierdzenia Bayesa

### Lampy rentgenowskie – historia, przyszłość

#### Sześcian Bronsteina





Marszałek Józef Piłsudski,  
Belweder, Warszawa

RADA REDAKCYJNA

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

REDAKTOR HONOROWY

Adam Sobiczewski

KOMITET REDAKCYJNY

Jerzy Warczewski (redaktor naczelny), Maria Matlak (sekretarz redakcji),  
Michał Matlak, Magdalena Staszek

Adres Redakcji:

Instytut Fizyki UŚ, ul. Uniwersytecka 4, 40-007 Katowice,  
e-mail: postepy@fuw.edu.pl oraz jerzy.warczewski@us.edu.pl  
Internet: postepy.fuw.edu.pl

KORESPONDENCI ODDZIAŁÓW PTF

Maciej Piętko (Białystok), Aleksandra Wronkowska (Bydgoszcz),  
Wojciech Gruhn (Częstochowa), Tomasz Jarosław Wąsowicz (Gdańsk),  
Roman Bukowski (Gliwice), Beata Kozłowska (Katowice), Aldona  
Kubala-Kukuś (Kielce), Małgorzata Nowina Konopka (Kraków),  
Elżbieta Jartych (Lublin), Michał Szanecki (Łódź), Halina Pięta (Opole),  
Maria Połomska (Poznań), Małgorzata Pociąg (Rzeszów), Małgorzata  
Kuzio (Słupsk), Janusz Typek (Szczecin), Winicjusz Drozdowski (Toruń),  
Aleksandra Miłosz (Warszawa), Bernard Jancewicz (Wrocław), Joanna  
Borgensztajn (Zielona Góra)

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD GŁÓWNY

Wiesław A. Kamiński (prezes), Bohdan Grządkowski (sekretarz  
generalny), Kazimierz Piotrowski (skarbnik), Mariusz Dąbrowski, Jacek  
Przemysław Goc, Zofia Gołąb-Meyer i Jerzy Warczewski (członkowie  
wykonawczy), Jacek Mściwój Baranowski, Maria Dobkowska, Henryk  
Figiel, Bernard Jancewicz, Stefan Kruszewski, Andrzej Ślebarski, Andrzej  
Zięba i Elżbieta Zipper (członkowie)

Adres Zarządu:

ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa, tel./fax: 22-6212668,  
e-mail: ptf@fuw.edu.pl, Internet: ptf.fuw.edu.pl

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW PTF

Eugeniusz Żukowski (Białystok), Stefan Kruszewski (Bydgoszcz), Ewa  
Mandowska (Częstochowa), Bolesław Augustyniak (Gdańsk), Jacek  
Mazur (Gliwice), Wiktor Zipper (Katowice), Małgorzata Wysocka-Kunisz  
(Kielce), Wojciech Gawlik (Kraków), Jerzy Żuk (Lublin), Tadeusz Wibig  
(Łódź), Stanisław Waga (Opole), Roman Świetlik (Poznań), Marian  
Kuźma (Rzeszów), Włodimir Tomin (Słupsk), Mariusz P. Dąbrowski  
(Szczecin), Jacek Szatkowski (Toruń), Mirosław Karpierz (Warszawa),  
Bernard Jancewicz (Wrocław), Marian Olszowy (Zielona Góra)

REDAKTORZY NACZELNI INNYCH CZASOPISM

WYDAWANYCH POD EGIDĄ PTF

Witold D. Dobrowolski – Acta Physica Polonica A, Michał Przaszłowicz  
– Acta Physica Polonica B, Andrzej Jamiołkowski – Reports on Mathe-  
matical Physics, Marek Kordos – Delta, Zofia Gołąb-Meyer – Foton,  
Zbigniew Wiśniewski (redaktor prowadzący) – Fizyka w Szkole

Czasopismo ukazuje się od 1949 roku.

Wydawca: Polskie Towarzystwo Fizyczne

Dofinansowanie: Ministerstwo Nauki i Szkolnictwa Wyższego

Patronat: Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego oraz Instytut  
Fizyki Uniwersytetu Śląskiego

Skład komputerowy, opracowanie okładki oraz druk i oprawa:

Oficyna Wydawniczo-Projektowa „Markan” Marcin Kandziora,  
ul. Piastów 7/204, 40-866 Katowice, tel.: 32 254 28 09,  
e-mail: markan6@o2.pl, drukarnia Kolumb,  
e-mail: info@drukarniakolumb.pl

ISSN 0032-5430

SPIS TREŚCI

K.W. Fornalski, L. Dobrzyński – Zastosowania twierdzenia Bayesa do analizy niepewnych danych doświadczalnych .....	178
R. Horodecki – Pan Sum studiuje drzewo genealogiczne .....	193
G. Jezierski – Lampy rentgenowskie – krótki przegląd konstrukcji i zastosowań .....	194
W. P. Grygiel – Dlaczego kwantowanie grawitacji może interesować filozofa? .....	211
L. Smentek – Z wizytą u Marszałka .....	216

*Drodzy Czytelnicy!*

W niniejszym zeszycie *Postępów Fizyki* mamy cztery zasadnicze artykuły oraz wiersz fizyka-poety Ryszarda Horodeckiego. W pierwszym artykule Krzysztof W. Fornalski oraz Ludwik Dobrzyński dyskutują zastosowania metody Bayesa do analizy niepewnych danych doświadczalnych. Chodzi tu o dopasowanie dowolnej krzywej teoretycznej do przykładowych punktów doświadczalnych mających rozrzut większy, niżby to wynikało z dokładności pomiarów. Autorzy opisują szczegółowo kilka przykładów zastosowania tej metody przedstawiając w ten sposób wzór postępowania w takich wypadkach. Ryszard Horodecki w swym wierszu „Pan Sum studiuje drzewo genealogiczne” wkłada w usta postaci alegorycznej Pana Sum rozważania na temat historii mizerni ludzkiej nanizanej na – jak gdyby szkielet – ewolucję gatunku ludzkiego. Pan Sum w poezjach Horodeckiego jest odpowiednikiem postaci alegorycznej Pana Cogito występującej w poezji Herberta, który nawiasem mówiąc był w swoim czasie Mistrzem młodego, początkującego poety Ryszarda Horodeckiego. Herbert oparł się na słynnym powiedzeniu Kartezjusza Cogito Ergo Sum (myślę więc jestem), Horodecki zaś odwrócił to powiedzenie na Sum ergo Cogito (jestem więc myślę) i takie odwrócenie dało mu nowe spojrzenie na świat i na człowieka. Grzegorz Jezierski – znakomity kolekcjoner – w swoim przeglądzie konstrukcji i zastosowań lamp rentgenowskich przedstawia ich krótki rys historyczny a także tendencje rozwojowe, które z punktu widzenia zastosowań są szczególnie obiecujące w odniesieniu do lamp krótkoogniskowych. Wojciech P. Grygiel wyjaśnia w swoim artykule, dlaczego kwantowanie grawitacji może być przedmiotem zainteresowania filozofa. Chodzi tu o zagadnienie transformacji obrazu świata, jaki wylania się po przekroczeniu poziomu Plancka. Znaczenie zmiany – jeżeli w ogóle nie utracie sensu – ulegają tu przecież pojęcia czasu, przestrzeni, przyczynowości a także samej materii. Po uwzględnieniu zjawisk kwantowych struktura czasoprzestrzeni staje się dyskretna. Autor podkreśla znaczenie geometrii nieprzemiennej oraz teorii twistorów i twierdzi, że badanie Wszechświata poniżej poziomu Plancka dostarczy fizykowi i filozofowi pewnych możliwości zrozumienia ewolucji Wszechświata w najwcześniejszym stadium jego rozwoju. Daje nam także do myślenia, jak ważne w pojmowaniu fizyki są: historia fizyki i filozofia przyrody (fizyki). Lidia Smentek w swoim eseju będącym wspomnieniem z wizyty w Belwederze w czerwcu br., kiedy to odebrała nominację na tytuł profesora nauk fizycznych, snuje przepojone patriotyzmem refleksje dotyczące Osoby Marszałka Józefa Piłsudskiego, historii Polski w ogóle a także tragedii smoleńskiej w szczególności.

Jerzy Warczewski

# Zastosowania twierdzenia Bayesa do analizy niepewnych danych doświadczalnych

K.W. Fornalski<sup>a</sup>, L. Dobrzyński<sup>b</sup>

<sup>a</sup>Instytut Problemów Jądrowych im. Andrzeja Sołtana, 05-400 Otwock-Świerk

<sup>b</sup>Wydział Fizyki, Uniwersytet w Białymstoku, Lipowa 41, 15-424 Białystok

*Streszczenie:* W pracy omówiono ideę zastosowania analizy bayesowskiej przy dopasowaniu dowolnej krzywej teoretycznej do przykładowych punktów doświadczalnych zawierających tzw. wybicia (ang. outliers) lub mających rozrzut przekraczający deklarowane niepewności eksperymentalne. Wyniki zobrazowano na kilku przykładach, na podstawie których porównano metody bayesowskie z klasycznymi metodami analizy statystycznej. Zaprezentowano także możliwość względnej oceny wiarygodności dwóch różnych modeli opisujących jednakowe dane.

## The application of the Bayesian analysis to the problem of experimental uncertainties

*Abstract:* The paper reviews the application of the Bayesian analysis to the fitting of any theoretical curve to exemplary experimental data containing 'outliers' or exhibiting scatter of points exceeding declared experimental uncertainties. The results were presented for several examples. Basing on them the Bayesian methods were compared with classical statistical methods of data analysis. The paper presents also a possibility of the relative credibility estimation for two different models applied to the same experimental data.

### 1. Wstęp

Przeprowadzając dowolny eksperyment fizyczny otrzymuje się ciąg wyników eksperymentalnych, z których każdy obarczony jest niepewnością, ocenianą w sposób zależny od rodzaju eksperymentu i mierzonej wielkości fizycznej. Do wyników tych zwyczajowo dopasowuje się oczekiwaną krzywą trendu, której parametry wyznacza się różnymi metodami estymacji parametrycznej. Najpowszechniej stosowaną jest tzw. metoda najmniejszych kwadratów  $\chi^2$ , która polega na minimalizacji funkcji

$$\chi^2 = \sum_i (D_i - T_i)^2 / \sigma_i^2$$

dla zbioru danych punktów doświadczalnych  $\{D_i\}$  posiadających niepewności

$\{\sigma_i\}$ . Zmienne  $\{T_i\}$  oznaczają zbiór punktów teoretycznych leżących na spodziewanej krzywej, której parametry wyznaczamy właśnie z minimalizacji  $\chi^2$ . Metoda najmniejszych kwadratów dobrze się sprawdza w przypadku danych, które układają się w okolicach krzywej dopasowania. Problemy pojawiają się w przypadku tzw. wybić (ang. outliers), czyli wyników pomiarowych, które znacząco, czasem o kilka odchyłeń standardowych, odstają od głównego trendu. Dane takie w sposób istotny wpływają na minimalizację funkcji  $\chi^2$  i otrzymanie krzywej dopasowania niezgodnej z trendem głównym. Zasadniczo tego typu przypadki analizuje się manualnie poprzez eliminację takich

punktów. Jednak taki ręczny sposób może okazać się zawodny w przypadku analizy kilku tysięcy przypadków. Można mieć również zastrzeżenia co do kryterium, na podstawie którego eliminuje się jedne punkty doświadczalne, a przyjmuje inne. Niewątpliwie dane, w których istnieje znaczący rozrzut stanowią problem jeśli chodzi o znalezienie ich najlepszego opisu. Ideałem jest więc algorytm numeryczny, który sam odnajdzie wybicia i prawidłowo dopasuje krzywą do punktów leżących w głównym trendzie. W niniejszej pracy pokazujemy, jak radzi sobie z tego typu problemami bayesowska analiza danych.

## 2. Twierdzenie Bayesa

Podstawy rozumowania bayesowskiego sięgają podstaw teorii prawdopodobieństwa, a mianowicie prawdopodobieństwa warunkowego zdarzenia  $X$  jeśli zachodzi zdarzenie  $Y$ . Prawdopodobieństwo to dane jest znanym wzorem:  $P(X|Y) = P(X \cap Y) / P(Y)$ . Z racji tego, iż prawdopodobieństwa iloczynów zdarzeń są sobie równe,  $P(X \cap Y) = P(Y \cap X)$ , zapisać można:

$$P(X|Y, I) = P(Y|X, I) \times \frac{P(X|I)}{P(Y|I)}. \quad (1)$$

Powyższy wzór stanowi treść twierdzenia Thomasa Bayesa (1702-1761) i wiąże prawdopodobieństwa warunkowe  $P(X|Y, I)$  oraz  $P(Y|X, I)$  przy posiadaniu dodatkowej informacji  $I$ . W ogólności parametr określa wszelkie dane, które są niezależne od  $X$  oraz  $Y$ , a które mówią o przedmiocie badań, np. o wyniku poprzedniego eksperymentu. Jeśli przez  $X$  i  $Y$  rozumiemy zmienne fizyczne, które możemy wielokrotnie zmierzyć, sens prawdopodobieństwa może zostać sprowadzony do prawdopodobieństwa otrzymania takich właśnie wartości w nieskończonej liczbie eksperymentów powtarzanych w identycznych warunkach. Jednakże, jeśli któraś z tych wielkości miałaby oznaczać np. hipotezę, takie podejście, zwane „częstotliwościowym”, traci sens. Wówczas dobrym przykładem zastosowania twierdzenia Bayesa jest użycie wzoru (1) w tzw. interpretacji „subiektywnej”. Przyjmując za  $X$  pewną teorię (hipotezę) fizyczną  $T$ , a za  $Y$  dane eksperymentalne  $E$ , określić można stan naszej wiedzy na temat prawdziwości danej teorii w świetle posiadanych

wyników doświadczalnych i wcześniejszej wiedzy. Wówczas czynnik  $P(E|T, I)$  oznacza funkcję wiarygodności, mówiącą o tym, jak dobrze dane eksperymentalne  $E$  odpowiadają teorii  $T$ , natomiast czynnik  $P(T|I)$  określa stopień zaufania dla danej teorii, w skali ciągłej od 0 do 1, zanim przeprowadzono eksperyment. Tę wiedzę aprioryczną określamy słowem *prior* jak w oryginalnej literaturze anglojęzycznej. Ostatecznie otrzymujemy:

$$P(E|I) \propto P(E|T, I) \times P(T|I). \quad (2)$$

Funkcja wiarygodności może przyjąć postać konkretnego rozkładu (np. Gaussa), a *prior* powinna być funkcją z góry nakładającą pewne obostrzenia np. na parametry teorii. Funkcja ta powinna opisywać dany eksperyment.

## 3. Bayesowska analiza danych

W sytuacji dopasowania krzywej do podanych punktów doświadczalnych z reguły przyjmuje się rozkład Gaussa jako funkcję wiarygodności przeprowadzonego eksperymentu. W rozkładzie tym mamy wbudowaną niepewność  $\sigma$  każdego punktu pomiarowego. To wystarcza, gdy otrzymane wyniki są konsistentne, a w szczególności gdy w eksperymencie nie pojawiają się wybicia. Jeśli one jednak się pojawiają, to można podejrzewać, że dotychczasowa ocena niepewności punktu (np. pierwiastek z liczby zliczeń) nie jest właściwa, a rzeczywista niepewność może być większa niż nam się wydaje. Prawdopodobieństwo warunkowe otrzymania konkretnej wartości  $E$  dla niepewności  $\sigma$  (przy wartości oczekiwanej  $T$ ) możemy na podstawie (2) zapisać jako  $P(E|I) = P(E|\sigma, T, I) \cdot p(\sigma|I)$ . Jeśli niepewności danych eksperymentalnych są dobrze wyznaczone, to  $p(\sigma|E, I) = 1$ . Stosując rozkład Gaussa otrzymujemy:

$$P(E|I) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \cdot \exp\left\{-\frac{(T-E)^2}{2\sigma^2}\right\} p(\sigma|I), \quad (3)$$

gdzie  $p(\sigma|I)$  oznacza prawdopodobieństwo, które dalej oznaczymy skrótowo  $p(\sigma)$ , że dany punkt doświadczalny występuje z niepewnością  $\sigma$ , a wielkość  $I$  oznacza stan wiedzy przed przystąpieniem do eksperymentu. może dotyczyć np. spodziewanego trendu, skali możliwego roz-

rzutu punktów lub innej informacji mogącej wpłynąć na sposób oceniania niepewności  $\sigma$ . Wprowadzenie możliwości, że rzeczywiste niepewności mogą pojawiać się z określonym prawdopodobieństwem  $p(\sigma)$ , stanowi fundament bayesowskiej analizy danych w opisywanym przypadku. Funkcja  $p(\sigma)$  nie jest tu jednak opisem wstępnej wiedzy o rozkładzie niepewności, ale postulowanym rozkładem prawdopodobieństwa tych niepewności. Może on przyjąć postać tzw. rozkładu apriorycznego Jeffrey'a (ang. *Jeffrey's prior*) (Sivia, 1996):

$$p(\sigma) = \frac{1}{\ln(\sigma_{\max} / \sigma_{\min})} \cdot \frac{1}{\sigma}, \quad (4)$$

gdzie  $\sigma_{\max}$  i  $\sigma_{\min}$  oznaczają maksymalny oraz minimalny błąd pomiarowy punktu eksperymentalnego  $E$  jaki jesteśmy w stanie przyjąć. Dla bezpieczeństwa można uznać, że deklarowana niepewność  $\sigma_0$  oznacza minimalną niepewność przypisywaną danemu punktowi doświadczalnemu:  $\sigma_{\min} = \sigma_0$  a jako maksymalną wartość niepewności przyjmując np.  $\sigma_{\max} = 100 \sigma_0$ . Sam mnożnik powinien być wybrany zgodnie z posiadaną wiedzą o możliwych niedoszacowaniach niepewności. W tym miejscu, choć czynnik 100 wydaje się zbyt duży, należy zwrócić uwagę, że prawdopodobieństwo (4) tak znacznego niedoszacowania wynosi 1% prawdopodobieństwa przyjętego dla wartości  $\sigma_0$ . Analizując np. dane przedstawione na Rys. 1 okazuje się, że zwiększanie mnożnika powyżej 20 nie wprowadza zmian w parametrach dopasowanej prostej (Fornalski i Dobrzyński, 2010). Dane te, pochodzące z różnych laboratoriów, charakteryzują się znaczącym rozrzutem. Czasem także mogą pojawić się wspomniane wybicia, które jednakże trudno odrzucić bez istotnych wskazań, np., że pojawiły się przez czysty przypadek. W pracy Box'a i Tiao (1968) autorzy terminem wybicia opisują każdą daną, która ewidentnie nie pasuje do pozostałych. W sposób bardziej matematyczny można powiedzieć, iż wygenerowana została na podstawie całkowicie odmiennego, niestochastycznego modelu. Tego typu wybicia mogą powstać np. przez zwyczajową pomyłkę w przepisaniu wyników, pominięcie znaku, czy też w skutek błędów transmisji informacji. Jak wspomniano wyżej, w niektórych opracowaniach, np. z dziedziny fizyki wysokich energii, pojawiają się zbiorcze informacje z wielu niezależnych eksperymentów (np. jeden punkt odpo-

wiada wynikowi jednego eksperymentu). Wówczas wybicie, jeśli istnieje, może sugerować błędnie przeprowadzony cały eksperyment. Mimo szybkiego spadku prawdopodobieństwa  $p(\sigma)$  z wartością  $\sigma$  we wzorze (4), odgórne zakładanie wartości  $\sigma_{\max}$  i  $\sigma_{\min}$  może budzić wątpliwości (ocena maksymalnej niepewności może być w ogólności dużym ograniczeniem). Dlatego Sivia i Skilling (2006) zaproponowali użycie prostszego *prioru* w postaci

$$p(\sigma) = \frac{\sigma_0}{\sigma^2} \text{ dla } \sigma \geq \sigma_0. \quad (5)$$

W tym wypadku niepewność  $\sigma$  zawiera się w szerokim przedziale  $(\sigma_0, \infty)$ , ale łatwo zauważyć, że prawdopodobieństwo  $p(\sigma)$  zmniejsza się tu stukrotnie już dla dziesięciokrotnie większej wartości  $\sigma$  niż  $\sigma_0$ . Oznacza to, że *prior* (5) w stosunku do *prioru* Jeffrey'a (4) opisuje względnie większy poziom zaufania do oceny niepewności podanej przez eksperymentatora. W cytowanej pracy (Fornalski i Dobrzyński, 2010) wyniki dopasowania dla *prioru* (5) niewiele się różniły od wyników uzyskanych dla postaci (4) przy przyjęciu  $\sigma_{\max} = 100 \sigma_0$ . Z racji prostszych rachunków, które dają się łatwiej przedstawić w postaci analitycznej, w dalszej części artykułu używany będzie *prior* (5). Warto zauważyć, iż wcale nie do rzadkości należy sytuacja przeszacowania wartości niepewności i dlatego też w takich wypadkach należy rozważyć zakres zmienności  $\sigma$  rozszerzony w stronę wartości mniejszych od  $\sigma_0$ , np. do arbitralnie wybranego  $\sigma_{\min}$ . Równanie (3) odnosi się w praktyce tylko do jednego punktu. Celem znalezienia parametrów opisujących oczekiwane wartości  $\{T_i\}$  niezbędne jest zatem znalezienie całkowitego prawdopodobieństwa otrzymania konkretnego zbioru danych  $\{E_i\}$  (tzw. metoda największej wiarygodności) jako iloczynu prawdopodobieństw (3) dla poszczególnych punktów  $i = 1, 2, \dots, N$ :

$$P = \prod_{i=1}^N P_i \quad (6)$$

$$= \prod_{i=1}^N \int_{\sigma_{0i}}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} \exp\{-X_i\} p(\sigma_i) d\sigma_i,$$

gdzie

$$X_i = (T_i - E_i)^2 / (2\sigma_i^2).$$

Do dalszych rachunków przydatny będzie wynik całki w równaniu (6), który dla  $i$ -tego punktu

oraz prioru (5) przyjmuje postać (Sivia i Skilling, 2006):

$$P_i = \frac{\sigma_{0i}}{R_i^2 \sqrt{2\pi}} \cdot \left[ 1 - \exp\left\{-R_i^2 / (2\sigma_{0i}^2)\right\} \right] \quad (7)$$

gdzie  $R_i = T_i - E_i$ .

Analogicznie jak w metodzie najmniejszych kwadratów ( $\chi^2$ ) szukamy ekstremum prawdopodobieństwa (6) celem znalezienia wszystkich  $n$  parametrów krzywej dopasowania, którą, dla prostoty, rozważymy w postaci wielomianu:  $T(x) = \alpha_0 + \alpha_1 x + \alpha_2 x^2 + \dots + \alpha_n x^n$ . W tym celu niezbędne jest zróżniczkowanie równania (6) po wszystkich parametrach  $\{\alpha_n\}$  i przyrównanie wyników do zera. Jednakże z uwagi na występujący w równaniu (6) iloczyn, wygodniejsze jest użycie logarytmu naturalnego prawdopodobieństwa  $P$ :

$$L = \sum_{i=1}^N \ln P_i = \sum_{i=1}^N \ln \int_{\sigma_{0i}}^{\infty} F(\sigma_i) p(\sigma_i) d\sigma_i, \quad (8)$$

gdzie

$$F(\sigma_i) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} \exp\left\{-R_i^2 / (2\sigma_i^2)\right\}.$$

Otrzymujemy więc

$$\frac{dL}{d\alpha} = - \sum_{i=1}^N R_i \frac{dR_i}{d\alpha} \cdot \frac{1}{P_i} \cdot \int_{\sigma_{0i}}^{\infty} \frac{1}{\sigma_i^2} F(\sigma_i) p(\sigma_i) d\sigma_i \equiv 0, \quad (9)$$

gdzie  $\alpha$  oznacza którykolwiek ze współczynników wielomianu.

Obliczając całkę w równaniu (9) lub podstawiając wynik (7) do wyjściowej postaci pochodnej (9), czyli do równania

$$\frac{dL}{d\alpha} = \sum_{i=1}^N \frac{1}{P_i} \cdot \frac{dP_i}{d\alpha} = 0$$

otrzymujemy

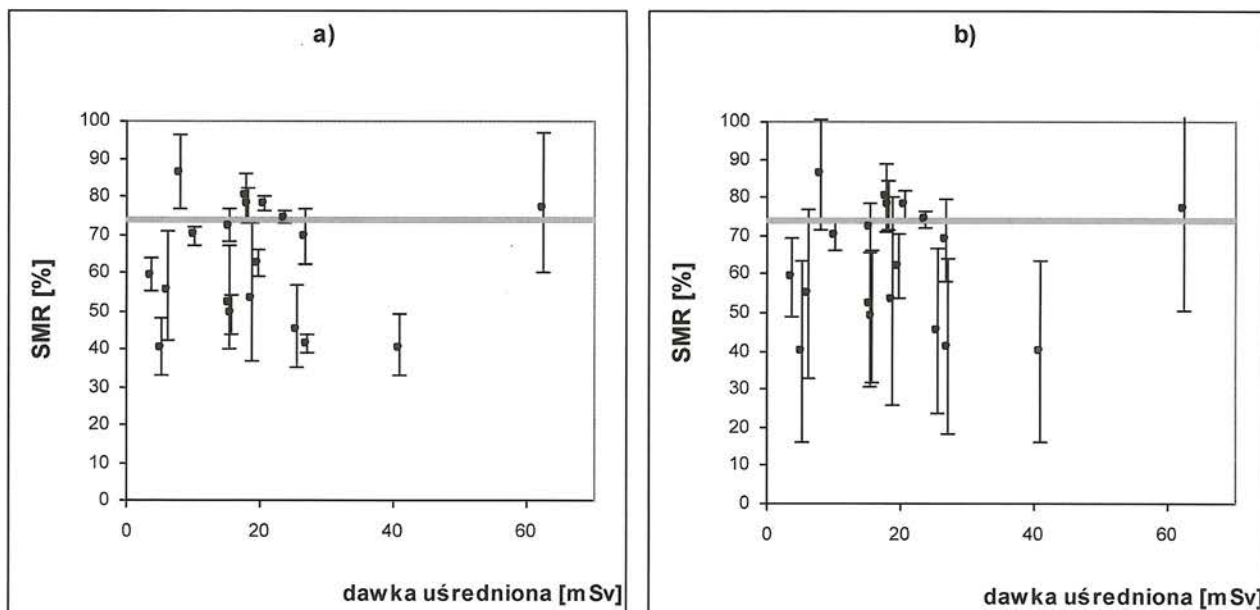
$$\sum_{i=1}^N g_i R_i \frac{dR_i}{d\alpha_n} = 0. \quad (10)$$

W opisywanym przypadku (10) symbol  $g_i$  oznacza *de facto* nową wagę  $i$ -tego punktu dobraną w wyniku dopasowania bayesowskiego:

$$g_i = \frac{1}{R_i^2} \cdot \left\{ 2 - \frac{R_i^2}{\sigma_{0i}^2} \cdot \frac{1}{\exp(R_i^2 / 2\sigma_{0i}^2) - 1} \right\}. \quad (11)$$

Na Rys. 1 pokazano w jaki sposób wartości  $\{\alpha_{0i}\}$  są przekształcane w efektywne niepewności  $\sigma_i = 1/\sqrt{g_i}$ , które decydują o wagach użytych w równaniu (10). Porównując te niepewności z postulowanymi przez eksperymentatorów widać, iż metoda dopasowania działa tak, że punktom najbardziej odskakującym od postulowanej zależności (tu wartości średniej) algorytm przypisuje najmniejsze wagi i prawie nie narusza wag punktów, które układają się blisko postulowanej zależności. Cecha ta pojawi się nam dalej w bardziej klarowny sposób. Równania (10) i (11) stanowią finalny wynik powyższych obliczeń. Należy zwrócić uwagę, iż parametry  $\{\alpha_n\}$  opisujące krzywą dopasowania do zadanych punktów są uwiłkane także we współczynniku  $g_i$ . W związku z tym niezbędne jest numeryczne wyznaczenie wszystkich parametrów z układu  $n$  równań (10). Przykładowo, dla dopasowania linią prostą  $n = 2$ ,  $R_i = ax_i + b - E_i$  (gdzie  $E_i = y_i$ ) oraz, zgodnie z dotychczasowymi oznaczeniami  $\alpha_0 = b, \alpha_1 = a$ .

W przypadku zastosowania prioru Jeffrey'a (4) rachunki są nieco bardziej skomplikowane, lecz końcowy rezultat jest podobny. W tym przypadku duże znaczenie ma różnica między  $\sigma_{max}$  oraz  $\sigma_{min}$ . Jeśli  $\sigma_{max}$  jest niewiele większy od  $\sigma_{min}$ , wówczas nowe wagi punktów niewiele różnią się od oryginalnych:  $g_i \rightarrow 1/\sigma_{min}^2$ . W przeciwnym, granicznym przypadku ilorazu  $R_i/\sigma_{min} \rightarrow \infty$  wagi  $g_i \rightarrow 1/\sigma_{max}^2$ . Celem określenia niepewności wyznaczonych parametrów  $a$  wyznacza się drugie pochodne funkcji  $L$ , tzw. macierz Hessego, czyli hesjan. Po jej odwróceniu pierwiastki z wartości na diagonalnej wyznaczają nam szukane niepewności  $\sigma_{\alpha_i}$ , analogicznie jak w metodzie największej wiarygodności. Dla przypadku dwuparametrowego (dopasowanie do linii prostej) otrzymujemy następujące niepewności:



Rys. 1. Przykład dobierania nowych wag (niepewności) dla punktów doświadczalnych przy bayesowskiej analizie danych (prior (5)). Krzywą jednoparametrową (średnią) dopasowano do bezwzględnego wskaźnika umieralności (SMR) w funkcji dawki dla pracowników przemysłu jądrowego (Fornalski i Dobrzyński, 2009). Wykres po lewej (a) przedstawia oryginalne niepewności, a po prawej (b) efektywne niepewności z analizy bayesowskiej

$$\sigma_a = \frac{1}{\sqrt{w_{aa} - \frac{w_{ab}^2}{w_{bb}}}},$$

$$\sigma_b = \frac{1}{\sqrt{w_{bb} - \frac{w_{ab}^2}{w_{aa}}}},$$

gdzie

$$w_{aa} = \frac{d^2 L}{da^2} \quad (13a)$$

$$= -\sum_{i=1}^N (R_i^2 \xi_i - g_i) \left( \frac{dR_i}{da} \right)^2$$

i analogicznie  $w_{bb}$ ,

$$w_{ab} = w_{ba} = \frac{d^2 L}{dadb} \quad (13b)$$

$$= -\sum_{i=1}^N (R_i^2 \xi_i - g_i) \frac{dR_i}{da} \cdot \frac{dR_i}{db},$$

gdzie

$$\xi_i = \frac{1}{P_i} \int \frac{1}{\sigma^{k+4}} e^{-R_i^2/2\sigma^2} d\sigma - g_i^2. \quad (14a)$$

Postać współczynnika  $\xi_i$  jest uniwersalna jeśli chodzi o wybór prioru w postaci wykładniczej. Dla postaci (4)  $k = 2$ , a dla (5)  $k = 3$ . W szczególności dla  $k = 3$  równanie (14a) przyj-

muje postać gotową do obliczeń przy użyciu formuł (7) i (11):

$$\xi_i = -g_i^2 + \frac{1}{P_i} \frac{4}{R_i^6} \quad (14b)$$

$$\cdot \left[ 2 - \left( 2 + \frac{R_i^2}{\sigma_{0i}^2} + \frac{R_i^4}{4\sigma_{0i}^4} \right) \cdot \exp\left( \frac{-R_i^2}{2\sigma_{0i}^2} \right) \right].$$

Zaprezentowane wyżej formuły łatwo wprowadzić do dowolnego programu komputerowego. Jednakże opisanie podejście, kwestionujące generalnie wartości  $\sigma$  wszystkich punktów, nie jest jedyne i istnieje wiele innych możliwości wykrycia punktów pomiarowych spowodowanych tzw. wybiciem. Z uwagi na dostępność tych metod w literaturze (Ekiz, 2002; Justel i Pena, 2001; Kitagawa i Hirotagu, 1982; Freeman, 1980) nie będą one w tym miejscu opisywane.

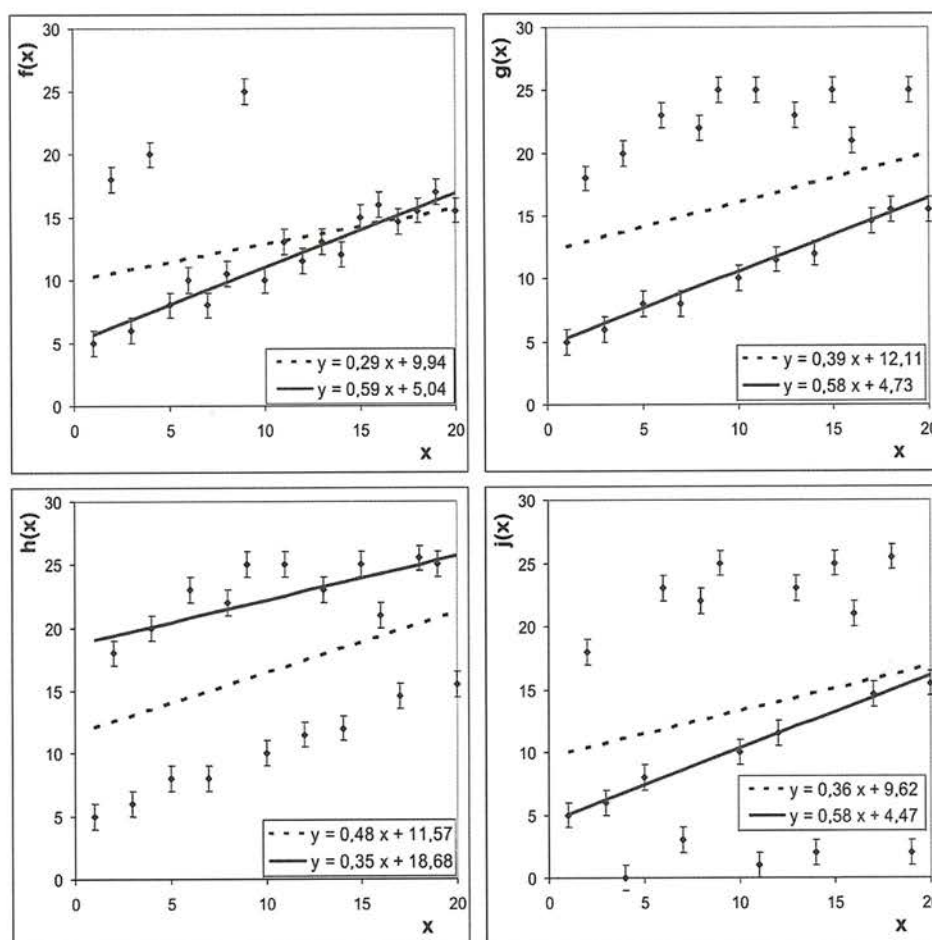
#### 4. Dopasowanie funkcji liniowych i kwadratowych

Najpowszechniej spotykaną funkcją dopasowywaną do punktów doświadczalnych jest linia prosta postaci  $y = ax + b$ . Zależność ta opisuje bardzo wiele zjawisk fizycznych, od kinematyki po prawo Ohma. Aby do dowolnych punktów dopasować taką funkcję, w pierwszej kolejności przyjmujemy postać różnicy  $R_i = ax_i + b - E_i$ , gdzie  $i$ -ty punkt eksperymentalny posiada



współrzędne  $(x_i, E_i)$ . W dalszej kolejności tworzymy układ dwóch równań (10) w wyniku zróżniczkowania parametru  $R_i$  po zmiennej  $a$  oraz  $b$ . Prostą pętlą numeryczną wyznaczamy oba szukane parametry dopasowania, których niepewności określone są równaniami (12). Na Rys. 2 przedstawiono cztery wyniki dopasowania prostej do przykładowych wysymulowanych punktów doświadczalnych. Linia ciągłą oznaczono dopasowanie metodą bayesowską, a przerywaną metodą najmniejszych kwadratów  $\chi^2$ . Pierwszy przykład, oznaczony jako  $f(x)$ , przedstawia sytuację z wybiciem (trzy punkty). Widoczne jest duże odstępstwo linii prostej dopasowanej metodą najmniejszych kwadratów  $\chi^2$  (linia przerywana) od spodziewanej zależności, przy czym analiza bayesowska sprawdza się doskonale. Tego typu przypadek został opisany wcześniej w pracy Sivii (1996). Wydaje się on najbardziej zbliżony do rzeczywistości, w której liczba punktów „wybitych” stanowi niewielką część zgromadzonych punktów doświadczalnych i stanowi

najlepszą ilustrację działania opisywanego algorytmu. Analiza bayesowska działa dobrze także w przypadku  $g(x)$ , gdy „wybitych” punktów jest tyle samo co regularnych („dobrych”), lecz ich rozrzut bardziej odbiega od linii prostej (łatwo zauważyć, że w rozpatrywanym przypadku podział punktów pomiarowych na wybite i regularne (dobre) wcale nie jest oczywisty – lepiej mówić tu o rozrzucie punktów). W funkcji  $h(x)$  obie metody zawodzą w sytuacji przewagi ilości punktów wybitych (11 punktów) nad właściwymi (9 punktów) i zostaje wybrane rozwiązanie dla większości punktów, które dają się ułożyć na prostej. Jak pokazuje ostatni wykres,  $j(x)$ , gdy rozrzucone punkty znajdują się zarówno powyżej jak i poniżej trendu głównego, analiza bayesowska wciąż znajduje właściwe dopasowanie. Inne przykłady dopasowania prostej do punktów doświadczalnych opisaną metodą znajdują się w literaturze (Fornalski i Dobrzyński, 2010; Sivia, 1996; Sivia i Skilling, 2006; Box i Tiao, 1968).



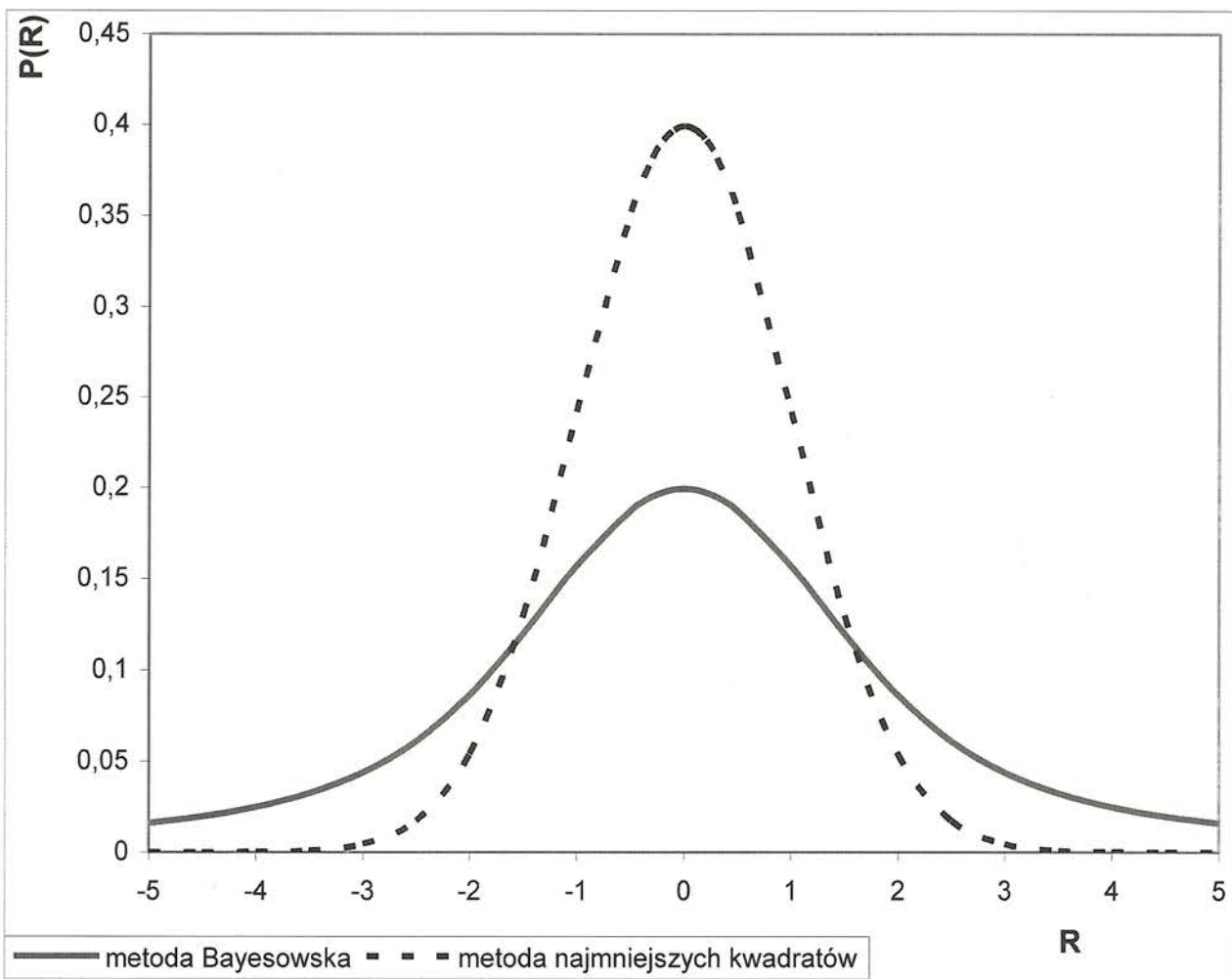
Rys. 2. Cztery przypadki dopasowania funkcji liniowej do danych metodą najmniejszych kwadratów  $\chi^2$  (linie przerywane) oraz metodą analizy bayesowskiej (linie ciągłe). Wszystkie punkty zostały wysymulowane dla założonego trendu  $y = 0,6x + 4,76$ . Wyniki dopasowania podano w Tabeli 1

Celem określenia, czy dane dopasowanie do punktów maksymalnie odzwierciedla rzeczywisty trend wprowadzić można parametr  $S$  zwany stopniem zgodności:

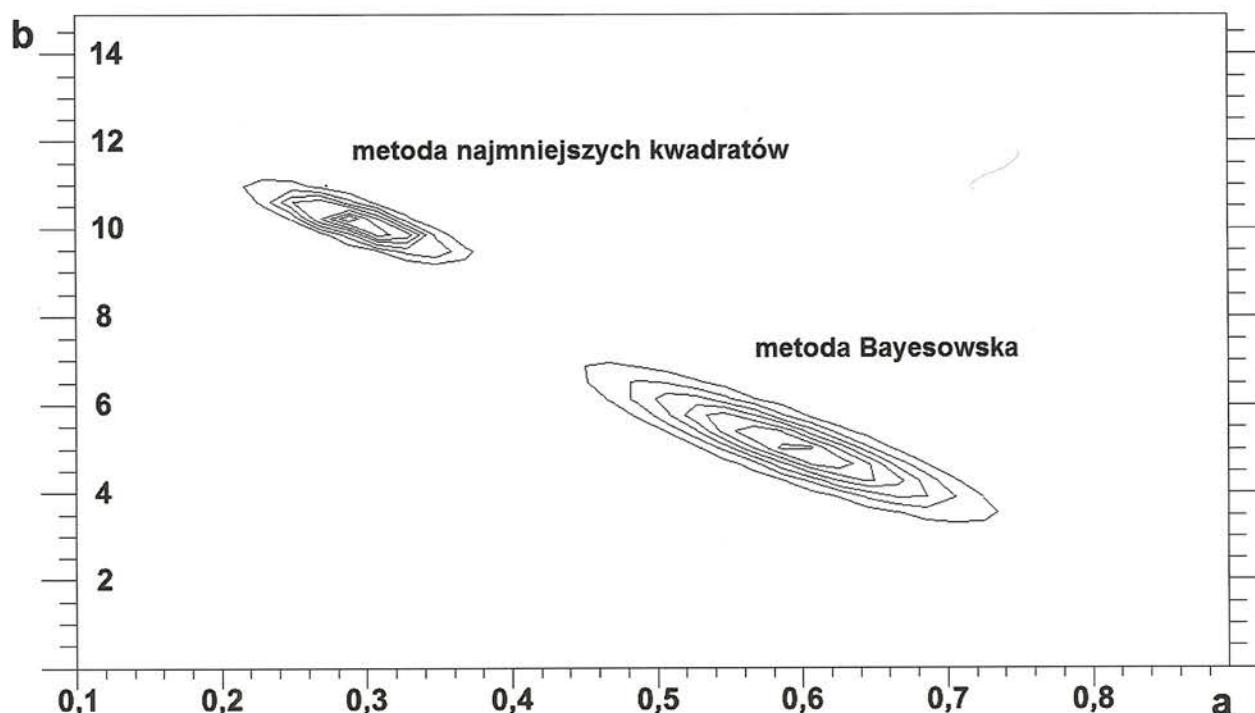
$$S = \sum_{i=1}^n |y_{d,i} - y_{t,i}|, \quad (15)$$

gdzie  $y_{d,i}$  oznacza rzędną punktu z krzywej dopasowania (u nas  $T_i$ ), a  $y_{t,i}$  oznacza wartość rzeczywistego trendu dla  $i$ -tego punktu (w naszym przypadku  $y_{t,i} = 0,6 x_i + 4,76$ ). Oczywiście jest, iż dobre dopasowanie powinno mieć parametr  $S$  jak najmniejszy. Jak pokazuje Tabela 1, wartości  $S$  dla metody najmniejszych kwadratów są zasadniczo większe niż dla metody bayesowskiej. Dobre dopasowania mają swoją cenę w postaci szerszego rozkładu niepewności opisywanych parametrów. Dobrze jest to widoczne przy analizie prawdopodobieństwa  $P_i$  w zależności od wartości różnic  $R_i$  (Rys. 3), dla

których rozkład w metodzie bayesowskiej jest szerszy i o niższym maksimum niż dla metody najmniejszych kwadratów. Podany na Rys. 3 przykład dotyczy badania wartości prawdopodobieństwa w zależności od odległości dopasowanej linii od punktu doświadczalnego. Dodatkowe informacje można odczytać z wykresu przedstawiającego wartości całkowitego prawdopodobieństwa (iloczynu prawdopodobieństw  $P_i$  po wszystkich punktach) w zależności od parametrów dopasowania prostej  $a$  oraz  $b$ . Przykładowy rozkład prawdopodobieństwa dla przypadku  $f(x)$  z Rys. 2 pokazano na Rys. 4. Widoczne są na nim dwa ekstrema: jedno dla analizy bayesowskiej oraz drugie otrzymywane w metodzie najmniejszych kwadratów. Widoczne jest, iż rozkład prawdopodobieństwa jest wyraźnie węższy, gdy posługujemy się metodą najmniejszych kwadratów.



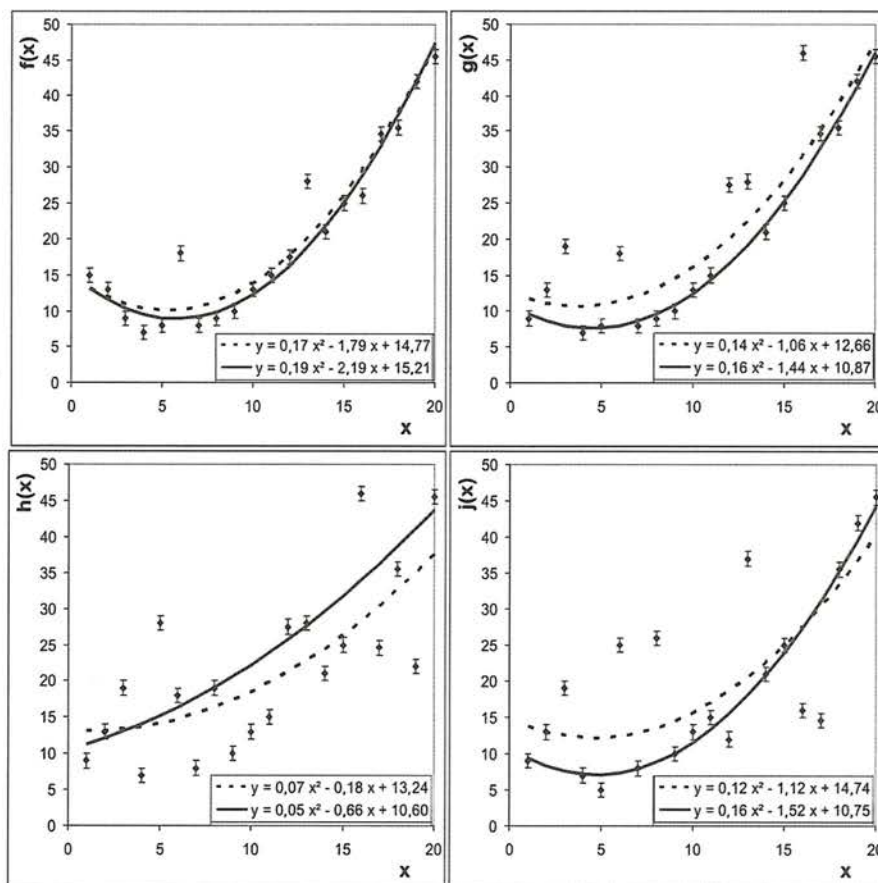
Rys. 3. Rozkład prawdopodobieństwa  $P_i$  w zależności od wartości  $R_i$  dla metody bayesowskiej (wzór (7), linia ciągła) i metody najmniejszych kwadratów (linia przerywana)



Rys. 4. Rozkład dwuwymiarowy prawdopodobieństwa najlepszego dopasowania  $P(E)$  w zależności od parametrów  $a$  oraz  $b$ . Widoczne są dwa ekstrema dla metody najmniejszych kwadratów (górne) oraz metody bayesowskiej (dolne). Wartości ekstremów zostały wyskalowane tak, aby posiadały jednakowe wysokości

W tej sytuacji zasadne jest pytanie: dlaczego mimo szerszego rozkładu prawdopodobieństwa (Rys. 4) niepewności parametrów otrzymanych metodą bayesowską nie są zasadniczo większe niż otrzymane metodą najmniejszych kwadratów (Tabela 1)? Otóż należy zwrócić uwagę, iż rozkład prawdopodobieństwa dla metody bayesowskiej nie jest *stricte* gaussowski i posiada niezerowe wartości dla dużych odstępstw (w granicy – nieskończonych) od wartości oczekiwanej. Jest to naturalna konsekwencja użycia *prioru* (5) dającego wzrost niepewności do nieskończenia dużych wartości, uniemożliwiając tym samym ich ocenę na podstawie prostej wariancji. Poza tym przy analizie bayesowskiej punkty odpowiadające wybiciu mają tak niskie wagi  $g_i$ , iż praktycznie przy obliczaniu wartości niepewności bierze się pod uwagę jedynie dane układające się na trendzie głównym.

Opisany w niniejszym rozdziale przykład dopasowania linii prostej do niezbyt pewnych danych dowodzi bezsprzecznie przewagi analizy bayesowskiej nad metodą najmniejszych kwadratów i wskazuje na szerokie możliwości jej zastosowania. Oczywiście dopasowywaną funkcją nie musi być linia prosta. Innym często spotykanym przypadkiem jest zależność kwadratowa, gdzie czynnik  $R_i$  przyjmuje postać:  $R_i = a x_i^2 + b x_i + c - E_i$ . Wszystkie trzy parametry dopasowania wyznacza się analogicznie jak w przypadku liniowym tworząc układ trzech równań na podstawie (10). Na Rys. 5 przedstawiono przykładowe dopasowania do wysymulowanych danych, analogicznie jak w przypadku Rys. 2. Także w tym przypadku widoczna jest duża przewaga bayesowskiej analizy danych nad klasyczną (patrz wartości  $S$  w Tabeli 1).



Rys. 5. Cztery przypadki dopasowania funkcji kwadratowej do danych metodą najmniejszych kwadratów (linie przerywane) oraz metodą analizy bayesowskiej (linie ciągłe). Wszystkie punkty zostały wysymulowane dla założonego trendu. Wyniki dopasowania podano w Tabeli 1

W Tabeli 1 przedstawiono pełne wyniki dopasowania obiema metodami do danych z Rys. 2 i 5 wraz ze stopniami zgodności  $S$ .

Przyp.	Funkcja liniowa (Rys. 2)		Funkcja kwadratowa (Rys. 5)	
	Metoda najmniejszych kwadratów	Analiza bayesowska	Metoda najmniejszych kwadratów	Analiza bayesowska
f(x)	a = 0,29 ± 0,11 b = 9,94 ± 1,2 S = 42,6	a = 0,59 ± 0,07 b = 5,04 ± 1,1 S = 4,1	a = 0,17 ± 0,05 b = -1,79 ± 0,62 c = 14,77 ± 1,6 S = 28,5	a = 0,19 ± 0,03 b = -2,19 ± 0,52 c = 15,21 ± 1,3 S = 10,7
g(x)	a = 0,39 ± 0,15 b = 12,11 ± 1,7 S = 103,1	a = 0,58 ± 0,12 b = 4,73 ± 1,2 S = 4,0	a = 0,14 ± 0,02 b = -1,06 ± 0,13 c = 12,66 ± 2,1 S = 57,1	a = 0,16 ± 0,01 b = -1,44 ± 0,09 c = 10,87 ± 1,4 S = 20,2
h(x)	a = 0,48 ± 0,15 b = 11,57 ± 1,7 S = 111,6	a = 0,35 ± 0,15 b = 18,68 ± 1,4 S = 225,9	a = 0,07 ± 0,02 b = -0,18 ± 0,34 c = 13,24 ± 1,3 S = 89,6	a = 0,05 ± 0,02 b = 0,66 ± 0,27 c = 10,60 ± 1,1 S = 124,2
j(x)	a = 0,36 ± 0,2 b = 9,62 ± 2,4 S = 47,2	a = 0,58 ± 0,14 b = 4,47 ± 1,4 S = 9,2	a = 0,12 ± 0,01 b = -1,12 ± 0,24 c = 14,74 ± 1,7 S = 56,3	a = 0,16 ± 0,01 b = -1,52 ± 0,14 c = 10,75 ± 0,96 S = 23,9

Tabela 1. Wyniki dopasowania funkcją liniową i kwadratową do danych zawartych kolejno na Rys. 2 i 5 wraz ze stopniem zgodności  $S$ . Zastosowano metodę najmniejszych kwadratów  $\chi^2$  oraz metodę analizy bayesowskiej

Podana zależność (10) jest uniwersalna i umożliwia dopasowanie dowolnej funkcji, w szczególności wielomianu, do punktów pomiarowych. Kwestia wyboru stopnia wielomianu zostanie poruszona w Rozdziale 6.

## 5. Model mieszanych danych (dobrych i złych)

Podane w Rozdziale 3 obliczenia opierają się na założeniu, że wszystkie punkty doświadczalne posiadają w równym stopniu zafaszowane niepewności. Takie stwierdzenie jest nadużyciem w stosunku do danych ewidentnie leżących na krzywej trendu. W związku z tym wydaje się naturalne wprowadzenie takiego modelu, który na podstawie podanego odgórnie prawdopodobieństwa określa możliwość posiadania przez konkretną daną błędnej niepewności. Model ten w literaturze (Sivia i Skilling, 2006) nazywany jest modelem mieszanych danych (dobrych i złych) (ang. *The Good-and-bad Data Model*) i jest formą ogólniejszą od zaprezentowanej w Rozdziale 3. Model mieszanych danych wymaga wprowadzenia dwóch dodatkowych parametrów. Są nimi:  $\beta$  – prawdopodobieństwo (z przedziału między 0 a 1), że analizowany punkt odpowiada wybiciu, oraz  $\gamma$  – czynnik skalowania, czyli ile razy błąd wspomnianego punktu może być za mały (w ogólności  $\gamma$  zawiera się między 1 a  $\infty$ ). Na podstawie wcześniejszych oznaczeń (4) można przyjąć, iż  $\gamma\sigma = \sigma_{max}$ . Pierwszym krokiem jest znalezienie nowej postaci prawdopodobieństwa  $P(E)$  (por. (3)). Z uwagi na czynnik  $\beta$  jego postać będzie dwuczłonowa:

$$P(E) = \beta \cdot \delta(\sigma - \gamma\sigma_0) + (1 - \beta) \cdot \delta(\sigma - \sigma_0), \quad (16)$$

gdzie  $\delta$  oznacza dowolną funkcję opisującą rozkład danych. Co więcej, parametr  $\gamma$  jest w ogólności inny dla różnych punktów, co powoduje, że na rozkład  $\delta(\sigma - \gamma\sigma_0)$  należy dodatkowo nałożyć prior  $p(\gamma\sigma)$ . Korzystając z zależności (5) oraz rozkładu Gaussa otrzymujemy nowe prawdopodobieństwo postaci:

$$P(E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} [B_1 + B_2], \quad (17)$$

gdzie

$$B_1 = \frac{\beta}{\gamma} \exp\left\{\frac{-R^2}{2\gamma^2\sigma^2}\right\} \frac{\sigma_0}{\gamma^2\sigma^2},$$

$$B_2 = (1 - \beta) \exp\left\{\frac{-R^2}{2\sigma^2}\right\}.$$

Powyższą zależność należy zmarginalizować (Dobrzyński, 1996) po  $\gamma$  tak, aby uniezależnić się od tego parametru (konieczność marginalizacji pojawia się tam, gdzie nie jesteśmy w stanie niczego powiedzieć na temat możliwych wartości tych parametrów). Z kolei w cytowanej literaturze parametr  $\beta$  jest przyjmowany zawsze odgórnie. Jego wartość subiektywnie zależy od potrzeb, jednakże najlepsze wyniki otrzymuje się dla  $\beta = 0,05$  (Ekiz, 2002; Bayarri i Berger, 1992). Dalsze rozumowanie jest analogiczne jak w Rozdziale 3, jednakże marginalizacja po  $\gamma$  dotyczy tylko pierwszego członu z nałożoną postacią *prioru*. W szczególności wzór (7) na prawdopodobieństwo  $i$ -tego punktu przyjmie nową postać:

$$P_i = \frac{1}{\sigma_{0i}\sqrt{2\pi}} [B_3 + B_4], \quad (18)$$

gdzie

$$B_3 = \beta \frac{\sigma_{0i}^2}{R_i^2} \left(1 - \exp\left\{\frac{-R_i^2}{2\sigma_{0i}^2}\right\}\right),$$

$$B_4 = (1 - \beta) \exp\left\{\frac{-R_i^2}{2\sigma_{0i}^2}\right\}.$$

W efekcie końcowym otrzymujemy rozwiązanie analogiczne do (10), jednak zamiast  $g_i$  (11) otrzymujemy nowe wagi  $\eta_i$  postaci:

$$\eta_i = \frac{1}{\sigma_{0i}^2} \cdot \frac{D_1 \cdot D_2 - 2\beta \frac{\sigma_{0i}^4}{R_i^4}}{D_1 \cdot D_3 - \beta \frac{\sigma_{0i}^2}{R_i^2}} \quad (19)$$

gdzie

$$D_1 = \exp\left\{\frac{-R_i^2}{2\sigma_{0i}^2}\right\},$$

$$D_2 = \beta \frac{\sigma_{0i}^2}{R_i^2} \cdot \left(2 \frac{\sigma_{0i}^2}{R_i^2} + 1\right) - 1 + \beta,$$

$$D_3 = \beta \frac{\sigma_{0i}^2}{R_i^2} - 1 + \beta.$$

Wartość parametru  $\beta$  może być dobie-rana bardzo subiektywnie. W skrajnych przypadkach dla  $\beta = 0$  model mieszanych danych staje

się zwykłą metodą najmniejszych kwadratów, a dla  $\beta = 1$  standardowym rozumowaniem bayesowskim (11). Oczywiście użycie nowych wag  $\eta_i$  (19) daje takie same rezultaty jak wag  $g_i$  (11), jednakże przy około 30% mniejszych niepewnościach dopasowywanych parametrów. Związane jest to z tym, iż czynnik bayesowski stanowi jedynie niewielką część całej wagi, a co za tym idzie, punkty leżące na trendzie głównym prawie nie zmieniają swych niepewności. Jak wynika z równania (17) prawdopodobieństwo otrzymania konkretnej danej eksperymentalnej jest sumą ważoną rozkładu Gaussa (z metody najmniejszych kwadratów) oraz rozkładu otrzymanego metodą bayesowską (7), przy czym udział jednego rozkładu w drugim jest jednakowy dla wszystkich punktów i uzależniony ściśle od stałej wartości  $\beta$ . Ponieważ nie ma jakiegoś zasadniczego powodu, aby parametr  $\beta$  był dla wszystkich punktów identyczny, można wprowadzić dla każdego punktu indywidualne  $\beta_n$ , zakładane odgórnie albo dobierane drogą losowania. W szczególności parametr  $\beta_n$  może przyjmować jedynie wartości 0 lub 1, co w sposób jednoznaczny określi nam, czy dany punkt należy traktować jako poprawny czy jako wybity. W sytuacji, gdy wszystkie  $\{\beta_n\}$  równe są 1, mamy czysty przypadek bayesowski (10), a gdy  $\{\beta_n\}=0$ , metodę najmniejszych kwadratów. Box i Tiao (1968) zapostulowali użycie jeszcze jednej postaci prawdopodobieństwa, która rozwiązuje ten problem. Otóż za pomocą odgórnie przyjętych wag  $w_n$  (lub obranych według konkretnego modelu, np. rozkładu Gaussa), określających możliwość wybicia tylko określonej liczby punktów, możemy napisać:

$$P(E) = w_0 P_0 + \sum_i w_i P_i + \sum_{i,j} w_{ij} P_{ij} + \sum_{i,j,k} w_{ijk} P_{ijk} + \dots + w_n P_n, \quad (20)$$

gdzie pierwszy człon oznacza, iż wszystkie punkty są poprawne (czyli stosuje się metodę najmniejszych kwadratów), drugi człon, że tylko jeden spośród wszystkich punktów uległ wybiciu, trzeci człon że dwa punkty i tak dalej. Ostatni zaś człon dotyczy przypadku, gdy kwestionuje się ocenę niepewności wszystkich punktów eksperymentalnych (co prowadzi do standardowego rozwiązania bayesowskiego (6)). Równanie (20) ściśle jest uzależnione od sposobu doboru wag  $w_n$ . Jednakże ostateczny wynik jest zbliżony do opisanego wcześniej modelu mieszanych danych (19).

## 6. Wybór modelu

We wszystkich omawianych do tej pory przypadkach z góry zakładana była postać funkcji dopasowania. W szczególności (Rozdział 4) była to funkcja liniowa lub kwadratowa. Jednak analiza bayesowska pozwala także na dobranie najlepszego modelu do danych, a w szczególności porównanie wiarygodności jednego modelu względem drugiego (Sivia i Skilling, 2006). Do tego celu służy współczynnik wyboru modelu postaci:

$$W_m = \frac{P(A|D,I)}{P(B|D,I)}, \quad (21)$$

gdzie  $A$  oraz  $B$  oznaczają dwa porównywane modele,  $D$  dane do których się one odnoszą, a  $I$  wszelkie wcześniejsze informacje. Jeśli wartość  $W_m$  będzie większa od jedności, wówczas model  $A$  jest bardziej prawdopodobny; gdy mniejsze od jedności, wybierzemy model  $B$ . W sytuacji, gdy  $W_m \approx 1$ , oba modele są tak samo prawdopodobne. Załóżmy, że model  $B$  różni się tym od  $A$ , iż zawiera pewien parametr dopasowania  $\lambda$ , podczas gdy model  $A$  nie zawiera żadnego parametru. W ogólności modele  $A$  i  $B$  mogą się różnić dowolną liczbą parametrów dopasowania. Prawdopodobieństwo słuszności modelu  $A$  dla danych  $D$  oraz modelu  $B$  dla danych  $D$  można zapisać w myśl twierdzenia Bayesa (1) jako:

$$P(A|D,I) = P(D|A,I) \times P(A|I) / P(D|I), \quad (22)$$

$$P(B|D,I) = P(D|B,I) \times P(B|I) / P(D|I).$$

W sytuacji, gdy żaden z modeli  $A$  i  $B$  nie jest z góry preferowany, człony  $P(A|I)$  oraz  $P(B|I)$  są sobie równe i po podstawieniu równania (22) do (21) ulegają skróceniu. Analogicznie skracają się identyczne człony  $P(D|I)$ . Dla modelu  $B$ , zawierającego jeden parametr dopasowania  $\lambda$ , używając procedury marginalizacji, człon  $P(D|B,I)$  zapisać można jako (Sivia i Skilling, 2006):

$$P(D|B,I) = \int P(D, \lambda | B, I) d\lambda = \int P(D | \lambda, B, I) \cdot P(\lambda | B, I) d\lambda. \quad (23)$$

Funkcja  $P(D, \lambda | B, I)$  jest standardową funkcją wiarygodności, a  $P(\lambda | B, I)$  apriorycznym prawdopodobieństwem (*priorem*), że wartość  $\lambda$  leży pomiędzy założonymi z góry  $\lambda_{min}$  i  $\lambda_{max}$  i prawdopodobieństwo to ma postać rozkładu jednostajnego ciągłego:

$$P(\lambda | B, I) = \frac{1}{\lambda_{max} - \lambda_{min}} \quad (24)$$

Oznacza to, iż parametr  $\lambda$  jest wybierany z przedziału  $\langle \lambda_{min}, \lambda_{max} \rangle$  bez jakichkolwiek preferencji w stosunku do jakiejś konkretnej wartości. Założmy jednak, iż istnieje pewien parametr  $\lambda_0$ , który odpowiada wartości  $\lambda$  najbliższej pomiarowi, czyli wartości oczekiwanej. W związku z tym prawdopodobieństwo  $P(D | \lambda_0, B, I)$  jest maksymalną wartością funkcji wiarygodności modelu  $B$ . Stosując rozkład Gaussa wokół wartości  $\lambda_0 \pm \delta\lambda$  otrzymujemy:

$$P(D | \lambda, B, I) = P(D | \lambda_0, B, I) \cdot \exp\left(-\frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{2\delta\lambda^2}\right) \quad (25)$$

Podstawiając równanie (25) oraz (24) do (23) otrzymujemy ostatecznie (Sivia i Skilling, 2006):

$$P(D | B, I) = \frac{1}{\lambda_{max} - \lambda_{min}} \cdot \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} P(D | \lambda, B, I) d\lambda \quad (26)$$

$$= \frac{P(D | \lambda_0, B, I) \cdot \delta\lambda \sqrt{2\pi}}{\lambda_{max} - \lambda_{min}}$$

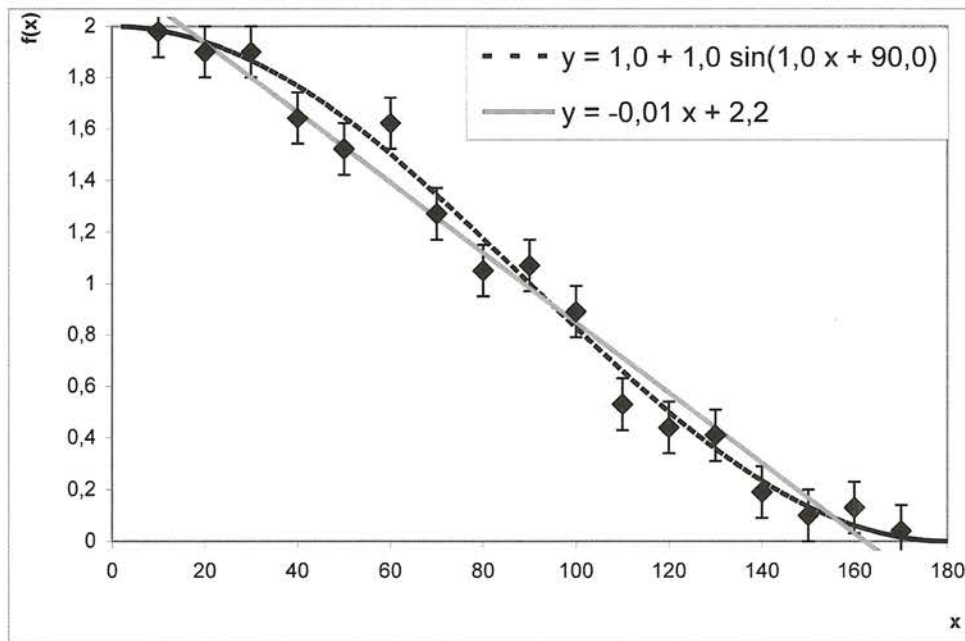
Końcową formułę na współczynnik wyboru modelu  $W_m$  otrzymamy podstawiając (22) oraz (26) do (21):

$$W_m = \frac{P(A | D, I)}{P(B | D, I)} = \frac{P(A | I)}{P(B | I)} \cdot \frac{P(D | A, I)}{P(D | \lambda_0, B, I)} \cdot \frac{\lambda_{max} - \lambda_{min}}{\delta\lambda \sqrt{2\pi}}, \quad (27)$$

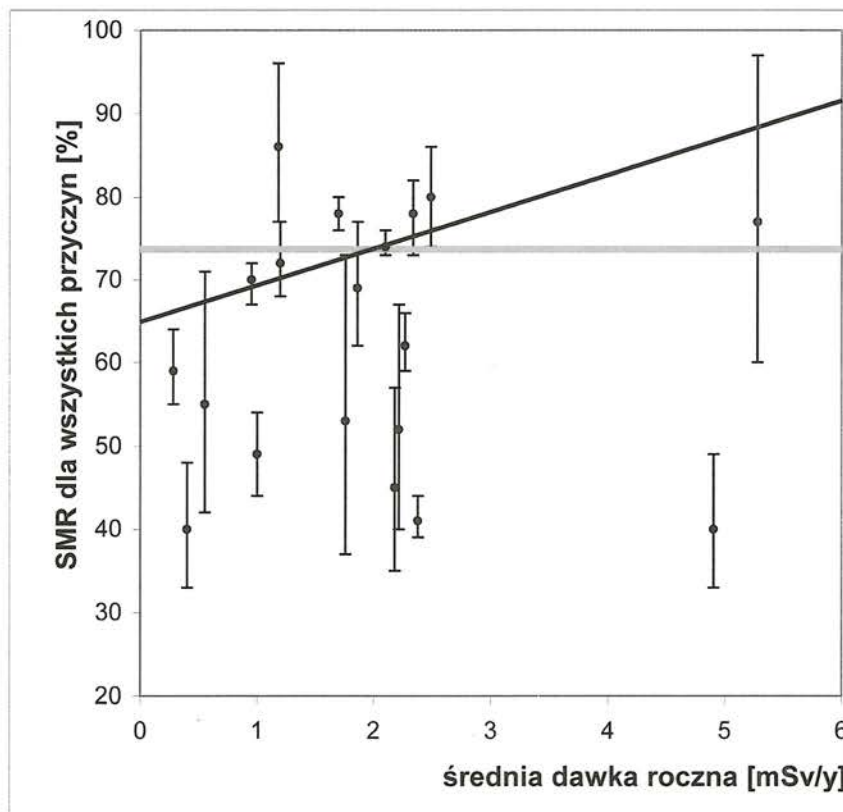
lub w przybliżeniu

$$W_m \approx \frac{P(D | A, I)}{P(D | \lambda_0, B, I)} \cdot \frac{\lambda_{max} - \lambda_{min}}{\delta\lambda \sqrt{2\pi}}$$

Wzór (27), którego druga postać wynika z założenia braku preferencji modeli,  $P(A | I) = P(B | I)$  jest gotową postacią współczynnika wyboru modelu przeznaczoną do obliczeń numerycznych. W pierwszym członie licznik i mianownik stanowią iloczyn prawdopodobieństw danego modelu liczone dla wszystkich punktów – patrz wzór (7) lub (18). Drugi człon nosi nazwę „współczynnika Ockham’a”, który zapobiega faworyzowaniu modelu bardziej złożonego, w tym przypadku  $B$  (Sivia i Skilling, 2006). Niezwykle istotne jest odpowiednie, bardzo często subiektywne, dobranie wielkości  $\lambda_{min}$  oraz  $\lambda_{max}$ , gdyż może mieć to istotny wpływ na wynik końcowy. Porównywane modele mogą być dowolnymi funkcjami, niekoniecznie wielomianami. Bardzo często w analizie danych doświadczalnych zdarza się, iż wygodna jest aproksymacja linią prostą fragmentu szerszej zależności. Za przykład może tutaj posłużyć fragment sinusoidy (Rys. 6), która oddaje właściwą teorię fizyczną, np. badanie drgań wahadła matematycznego, jednak nie mając tej informacji możemy zastanawiać się, czy rozkład punktów doświadczalnych jest bliższy linii prostej, czy np. sinusoidalnej  $[A + B \sin(ax + \varphi)]$ . Ta ostatnia zawiera jak widać 4 parametry. Punkty doświadczalne dobrze układają się wzdłuż zadanej krzywej, jednak dopasowanie linii prostej ma sens, jeśli posłużyć się formułą (27). W tym konkretnym wypadku (Rys. 6) okazało się, iż linia prosta (funkcja dwuparametrowa) jest około 5 razy bardziej prawdopodobna niż fragment sinusoidy (funkcja czteroparametrowa). Innymi słowy, gdybyśmy nie znali mechanizmu fizycznego, który opisują punkty doświadczalne i po prostu chcielibyśmy znaleźć najbardziej wiarygodną zależność  $y(x)$ , linia prosta okazywałaby się znacznie bardziej wiarygodna niż sinusoida. Inny przykład przedstawiono na Rys. 7, gdzie dla autentycznych danych epidemiologicznych zaproponowano dwa modele – model jednoparametrowy (średnią) oraz linię prostą dwuparametrową (Fornalski i Dobrzyński, 2010). W tym konkretnym przypadku model jednoparametrowy okazał się około dwa razy bardziej wiarygodny niż dwuparametrowy. Warto zwrócić uwagę, iż w pierwszej chwili duży rozrzut punktów uniemożliwia zaproponowanie jakiegokolwiek dopasowania.



Rys. 6. Funkcja liniowa (linia ciągła) jako dobre przybliżenie fragmentu sinusoidy (linia przerywana) przy wysymulowanych punktach eksperymentalnych. Dzięki zastosowaniu algorytmu wyboru modelu krzywa dwuparametrowa (prosta) jest około 5 razy bardziej prawdopodobna niż krzywa czteroparametrowa (sinusoida)



Rys. 7. Bezwzględny wskaźnik umieralności (SMR) dla wszystkich przyczyn zgonu wśród pracowników przemysłu jądrowego w funkcji dawki rocznej (Fornalski i Dobrzyński, 2010). Do podanych punktów dopasowano metodą bayesowską dwa modele: prostą jednoparametrową (stała średnia):  $SMR = 73,7\%$  (linia szara) oraz prostą dwuparametrową:  $SMR [\%] = 4,44 D + 64$  (linia czarna). Na podstawie algorytmu wyboru modelu funkcja stała jest około dwa razy bardziej wiarygodna niż zależność liniowa. Niezależnie, jak podano w cytowanej pracy, nachylenie linii prostej nie ma większego sensu fizycznego



Kolejny przykład rozważmy bardziej szczegółowo, gdyż jest bardzo często spotykany w praktyce. Posługując się wysymulowanymi danymi  $(x_i, y_i)$  zobrazowanymi na Rys. 8 (jak to miało miejsce w Rozdziale 4), możemy znaleźć współczynnik  $W_m$  w odniesieniu do modelu liniowego ( $A$ ) oraz modelu kwadratowego ( $B$ ). W tym celu równanie (27) zapiszemy w postaci:

$$W_m = \frac{\sum_{i=1}^N \frac{1}{R_{Ai}^2} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{R_{Ai}^2}{2\sigma_{0i}^2}\right) \right]}{\sum_{i=1}^N \frac{1}{R_{Bi}^2} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{R_{Bi}^2}{2\sigma_{0i}^2}\right) \right]} \quad (28)$$

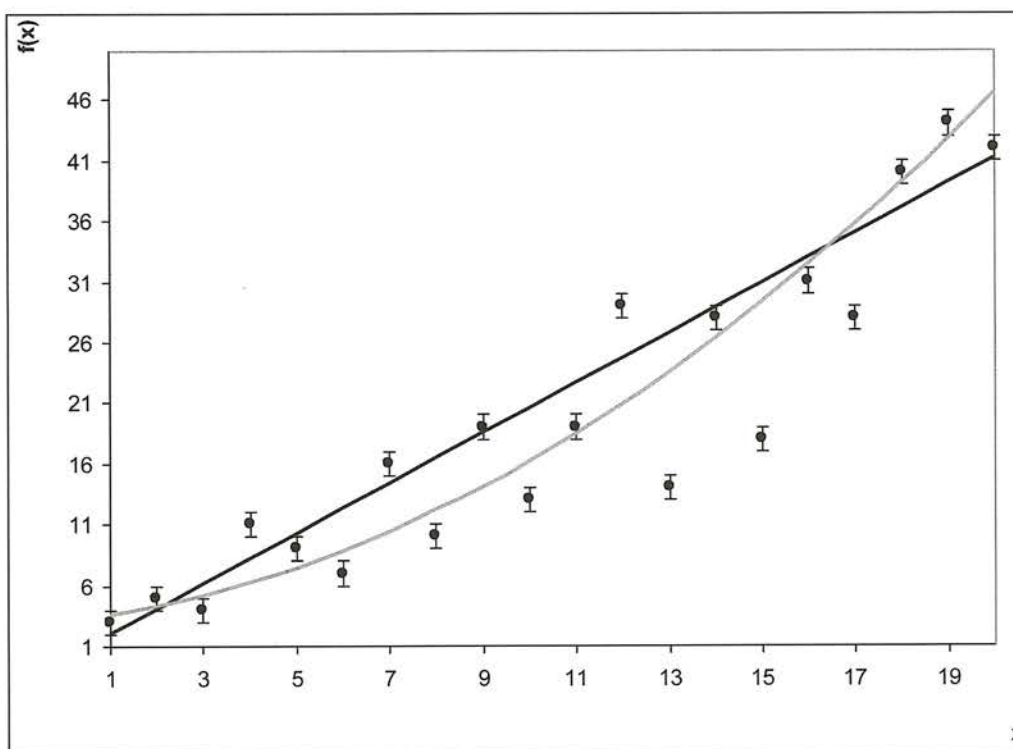
$$\frac{\frac{a_{\max}^{(B)} - a_{\min}^{(B)}}{\sigma_a^{(B)} \sqrt{2\pi}} \cdot \frac{b_{\max}^{(B)} - b_{\min}^{(B)}}{\sigma_b^{(B)} \sqrt{2\pi}} \cdot \frac{c_{\max}^{(B)} - c_{\min}^{(B)}}{\sigma_c^{(B)} \sqrt{2\pi}}}{\frac{a_{\max}^{(A)} - a_{\min}^{(A)}}{\sigma_a^{(A)} \sqrt{2\pi}} \cdot \frac{b_{\max}^{(A)} - b_{\min}^{(A)}}{\sigma_b^{(A)} \sqrt{2\pi}}},$$

gdzie modele  $A$  i  $B$  wprowadzono jako  $R_{Ai} = a^{(A)}x_i + b^{(A)} - y_i$  oraz  $R_{Bi} = a^{(B)}x_i^2 + b^{(B)}x_i + c^{(B)} - y_i$ . Należy zwrócić uwagę, iż dla każdego parametru dopasowania krzywej  $\alpha^{(M)}$  istnieje indywidualny człon Ockham'a wraz z podanym

odchyleniem standardowym  $\sigma_{\alpha}^{(M)}$ . Dla danego modelu  $M$  parametry  $\alpha^{(M)}$  oraz  $\sigma_{\alpha}^{(M)}$  mogą być podane z góry (jeśli i model jest z góry zadany) lub wyznaczone na podstawie dopasowania bayesowskiego (patrz Rozdział 3). W Tabeli 2 przedstawiono parametry dopasowania metodą bayesowską dla modelu liniowego  $A$  oraz kwadratowego  $B$  do wysymulowanych punktów (patrz Rys. 8). Stosując równanie (28) otrzymano dla podanego przypadku  $W_m \approx 30$ , a więc 30-krotnie większą wiarygodność modelu  $A$ . Wartości  $\alpha_{\max}$  oraz  $\alpha_{\min}$  dla wszystkich współczynników zostały dobrane w taki sposób, aby uwzględnić maksymalnie skrajne dopasowania, nawet w oparciu o pojedyncze punkty, które najbardziej uległy wybiciu.

Funkcja liniowa	Funkcja kwadratowa
$a = 2,06 \pm 0,06$	$a = 0,09 \pm 0,01$
$b = -0,10 \pm 0,67$	$b = 0,46 \pm 0,04$
	$c = 2,96 \pm 0,36$

Tabela 2. Wyniki dopasowania bayesowskiego do punktów zadanych na Rys. 8



Rys. 8. Dopasowanie dwóch funkcji (linii prostej i paraboli) do tych samych danych metodą analizy bayesowskiej (patrz Tabela 2). Na podstawie algorytmu wyboru modelu funkcja liniowa jest bardziej wiarygodna od kwadratowej, co nie jest widoczne wprost

Dopasowania zaprezentowane na rysunkach 7 i 8 mogą ponadto posłużyć za przykład tego, jak rzetelnie został przeprowadzony eksperyment lub jak bardzo wyniki uzyskiwane w niezależnych eksperymentach różnią się od siebie, utrudniając jednoznaczny dobór ich trendu. Jeśli bowiem (w pierwszym wypadku) do podanych punktów można dopasować funkcję inną niż zakładana, wówczas oznacza to, iż prezentowane wyniki są zbyt mało dokładne.

## 7. Podsumowanie

Analiza bayesowska stanowi dobrą alternatywę dla klasycznych metod statystycznej analizy danych. Umożliwia zdecydowanie lepsze dopasowanie krzywej teoretycznej do podanych punktów doświadczalnych niż metoda najmniejszych kwadratów, gdyż skutecznie niweluje efekt punktów wybitych albo rozrzuconych wokół nieznannej a priori zależności. Ponadto, zastosowanie analizy bayesowskiej pozwala na wskazanie możliwie najprostszego modelu zgodnego z danymi doświadczalnymi. Niniejsza praca przedstawia na kilku przykładach w jakim zakresie stosowane metody mogą być użyteczne w wypadku danych obarczonych potencjalnie dużymi niepewnościami.

## Literatura

Bayarri, M. J. oraz Berger, J. O. (1992), *Robust bayesian bounds for outlier detection*, Dep. of Statistics, Purdue University, Technical Report #92-43C, wrzesień 1992

Box, G. E. P. oraz Tiao, G. C. (1968), *A Bayesian approach to some outlier problems*, *Biometrika*, nr 55/1968, 1, pp. 119-129

Dobrzyński, L. (1996), *Wnioskowanie bayesowskie i metoda maksymalnej entropii w naukach przyrodniczych*, *Postępy Fizyki*, Tom 47, Zeszyt 3/1996, pp. 215-262

Ekiz, U. (2002), *A bayesian method to detect outliers in multivariate linear regression*, *Hacettepe Journal of Mathematics and Statistics*, numer 31 (2002), pp. 77-82

Fornalski, K. W. oraz Dobrzyński, L. (2009), *Ionizing radiation and health of nuclear industry workers*, *International Journal of Low Radiation*, vol. 6, no 1, 2009, pp. 57-78

Fornalski, K. W. oraz Dobrzyński, L. (2010), *The healthy worker effect and nuclear industry workers*, *Dose-Response* 2010

Freeman, P. R. (1980), *On the number of outliers in data from a linear model*, *Trabajos de Estadística y de Investigación Operativa (Springer)*, vol. 31, nr 1/1980, pp. 349-365

Justel, A. oraz Pena, D. (2001), *Bayesian unmasking in linear models*, *Computational Statistics & Data Analysis (Elsevier Science)*, vol. 36, issue 1, 2001

Kitagawa, G. oraz Hirotsugu, A. (1982), *A quasi bayesian approach to outlier detection*, *Ann. Inst. Statist. Math.*, nr 34 (1982), część B, pp. 389-398

Sivia, D. S. (1996), *Dealing with Duff Data*, in *MaxEnt 96: Proc. Maximum Entropy Conf.* M.Sears, V.Nedeljkovic, N.E.Pendock, S.Sibisi, Eds., Univ. Witwatersrand, Johannesburg, South Africa, p. 131-137

Sivia, D. S. oraz Skilling, J. (2006), *Data Analysis. A Bayesian Tutorial*, second edition, Oxford University Press 2006

## POEZJE PROFESORA RYSZARDA HORODECKIEGO FIZYKA-POETY

Dzisiaj drukujemy siódmy wiersz fizyka-poety profesora Ryszarda Horodeckiego zarówno po polsku: *Pan Sum studiuje drzewo genealogiczne*, jak też i po angielsku: *Mr Sum studies his family tree* w tłumaczeniu Jean Ward. Tym razem wiersz pochodzi z dwujęzycznego tomu wierszy „Arras z Andromedy (Studium kondycji) *The Andromeda Arras (A Study of Condition)*”, Wydawnictwo „Marpress” Gdańsk 2009.

### **Pan Sum studiuje drzewo genealogiczne**

Pan Sum z nieukrywaną dumą studiuje  
drzewo genealogiczne

wyprostowany przodek Cro-Magnon  
korona stworzenia  
zamyka morderczą sztafetę

zawody obfitują w cudowne wydarzenia  
dramatyczne epizody

wszak uniknął losu dinozaurów  
zawodzi atleta Australopitek  
nabiera funkcjonalności *Homo habilis*  
zmiana rusza szybki Erectus  
ostatni dzwonek – Soloensis gubi pałeczkę  
o pierś wyprzedza  
faworyta Neandertalczyka

ledwie jego niespójna istota  
zanurza się w Nienazwanym  
a już zawrotne takty *GENEZIS*  
otwierają  
ceremonię namaszczenia

teleonomiczne trio - siostry  
niebiańskiej Harmonii  
Syntopia Synchronia i Symmorfia  
asystują narodzinom świadomości

nieoznaczoność w której dusza  
objawia się sobie  
jest równie doniosła jak Wielki Wybuch

lecz skąd ten bezwstydnny oścień  
- upiorne znamię *in corpore*  
z jakiej woli Kto śmiał wtargnąć  
w intymne życie  
laureata boskiej ewolucji

to nieprawda że wszystko płynie  
bunt w Świątyni Transformacji trwa

Pan Sum – herbowy ogrodnik  
czuje się odpowiedzialny za drzewo  
nie dopuszcza myśli katastroficznych  
chłodno rozważa  
możliwe scenariusze

bez wrzucania do alchemicznej retorty  
katedry  
róży  
siedmiu cudów  
Auschwitz

Na tym kończymy wybór wierszy fizyka-poety profesora Ryszarda Horodeckiego. Taka jest decyzja Autora, który dziękuje Czytelnikom za uwagę. Redakcja zaś w imieniu Czytelników i własnym dziękuje Autorowi za te okrucy Poezji, Filozofii i Fizyki, które tutaj stopiły się w jedno.

### **Mr Sum studies his family tree**

Mr Sum studies his family tree  
not concealing his pride

his upright ancestor Cro-Magnon  
crown of creation  
anchor leg in a gruelling relay

the race abounds in marvels  
moments of drama

the athlete Australopitec leads off  
having avoided the fate of the dinosaurs  
*Homo habilis* gains functionality  
the change gets away and swift Erectus  
last chance – Soloensis drops the baton –  
moves a breast ahead  
of the favourite Neanderthal

scarcely has his incoherent being  
plunged into the Unnamed  
and already the dizzying bars of *GENESIS*  
open  
the ceremony of anointment

the teleonomic trio – sisters  
of heavenly Harmony  
Syntopy Synchrony and Symmorphia  
are present at the birth of consciousness

the uncertainty in which the soul  
is revealed to itself  
is not less momentous than the Big Bang

but whence that shameless thorn in the flesh  
that ghastly birthmark *in corpore*  
by whose will was it Who dared drag it in  
to the intimate life  
of divine evolution's laureate

it isn't true that everything flows  
revolt in the Temple of Transformation continues

Mr Sum – heraldic gardener  
feels accountable for the tree  
lets in no thoughts of the catastrophic  
coolly considers  
the possible scenarios

without throwing into the alchemist's retort  
the cathedral  
the rose  
the seven wonders  
Auschwitz

# Lampy rentgenowskie

## – krótki przegląd konstrukcji i zastosowań

Grzegorz Jezierski

Politechnika Opolska, Wydział Edukacji Technicznej i Informatycznej, Katedra Zastosowań Chemii i Mechaniki  
ul. Luboszycka 5, 45-036 Opole

*Streszczenie:* W artykule przedstawiono krótki rys historyczny lamp rentgenowskich, ich obecne tendencje rozwojowe, w szczególności dotyczące konstrukcji lamp rozbiernych, czyli tzw. źródeł otwartych. Aktualnie budowane są źródła promieniowania rentgenowskiego o coraz to mniejszych ogniskach ( $\mu\text{m}$  i  $\text{nm}$ ) dające olbrzymie możliwości zarówno w technologiach elektronicznych, jak i w badaniach naukowych nowych materiałów konstrukcyjnych czy biologicznych.

---

### X-ray tubes – a short review of their construction and applications

*Abstract:* In the article a short historical description of X-ray tubes as well as the present tendencies of development particularly concerning opened X-ray tubes have been discussed. At present there are constructed X-ray tubes with smaller and smaller focus spots ( $\mu\text{m}$  and  $\text{nm}$ ) which bring great possibilities both in electronic technologies and in researching new constructing and biological materials.

---

### Wstęp

Dzisiaj promieniowanie rentgenowskie jest szeroko wykorzystywane w wielu dziedzinach medycyny, przemysłu, rolnictwa, ochrony środowiska, szeroko pojętego bezpieczeństwa, różnych dziedzinach nauki, a nawet kultury (archeometria i historia sztuki). Natura i właściwości promieniowania rentgenowskiego pozwalają badać wewnętrzne struktury różnych materiałów i obiektów zarówno na poziomie makro jak i mikrostruktury. Procesy produkcyjne w przemyśle stają się coraz bardziej złożone. Nowe i coraz bardziej zróżnicowane technologie powodują konieczność stosowania takich rozwiązań w zakresie kontroli, które są w stanie uwidocznić ukryte bardzo małe struktury. Aby zapewnić bezpieczeństwo w dziedzinach krytycznych dla bezpieczeństwa, takich jak przemysł motoryzacyjny, lotnictwo czy technologie medyczne niezbędna jest inspekcja części elektronicznych

i mechanicznych produktów tam stosowanych. Coraz ostrzejsze wymogi w zakresie ochrony środowiska, m.in. dotyczące konieczności wykonywania różnych analiz składu chemicznego (np. RoHS<sup>1</sup>) wymagają powszechnego użycia sprzętu rentgenowskiego. Jak można przewidywać, znaczenie promieniowania rentgenowskiego będzie nadal wzrastać chociażby w związku z rozwojem nanotechnologii, co wydaje się być nieuniknione. Także zachodząca w dzisiejszym świecie globalizacja, masowa produkcja żywności, swobodny przepływ towarów oraz ludności różnymi środkami transportu wykorzystując w coraz większym stopniu promieniowanie rentgenowskie. Żyjemy w czasach, w których nastąpił renesans promieniowania rentgenowskiego.

Użytkownicy promieniowania rentgenowskiego mają do czynienia z urządzeniem zawierającym odpowiednie źródło promieniowania

---

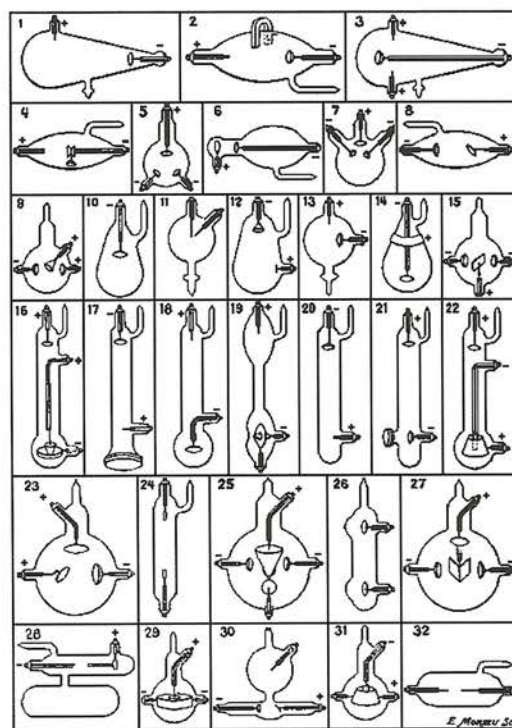
<sup>1</sup> RoHS – Dyrektywa europejska Reduction of Hazardous Substances.

rentgenowskiego, jakim jest najczęściej lampa rentgenowska (specjalna lampa elektronowa, w której energia elektryczna jest przetwarzana na energię promieniowania rentgenowskiego), a dedykowanym do odpowiednich zastosowań np. naukowo-badawczych, medycznych, przemysłowych czy z obszaru tzw. *security*. Stąd też użytkownicy ci, o ile to konieczne, znają zazwyczaj budowę tylko jednej, konkretnej lampy rentgenowskiej, jej parametry użytkowe, charakterystykę pracy itp. Także w podręcznikach naukowych, czy książkach popularno-naukowych z dziedziny promieniowania rentgenowskiego, przedstawiany jest najczęściej jeden schematyczny rysunek lampy rentgenowskiej. Ze względu na wielostronne wykorzystywanie promieniowania rentgenowskiego warto może bliżej zaznajomić się z dużą różnorodnością współczesnych lamp rentgenowskich a także z kierunkami ich rozwoju. A w ogóle to konstrukcja lampy rentgenowskiej zawsze pozostaje interesującym tematem. Zanim jednak do tego przejdziemy, niezbędny jest krótki rys historyczny odnośnie pierwszych lamp rentgenowskich.

### Spektakularne odkrycie

Odkrycie promieniowania rentgenowskiego przez Wilhelma C. Röntgena, które miało miejsce 8 listopada 1895 r. (piątek po południu! – jak mało kiedy znana jest dokładna data) spowodowało olbrzymi postęp w świecie. Nazwisko Röntgena często znane jest także z powodu przyznania pierwszej na świecie Nagrody Nobla (1901 r.)<sup>2</sup> właśnie za to spektakularne odkrycie. Na temat samego odkrycia tajemniczych a przenikających materię promieni wiemy bardzo dużo z rozmaitych źródeł. Wiemy także i to, że Röntgen począwszy od dnia 8 listopada przez sześć kolejnych tygodni nie opuszczał swojego laboratorium, wykonując wszystkie możliwe badania dotyczące tegoż promieniowania. Widocznie zdawał on sobie sprawę ze znaczenia swojego odkrycia a prawdopodobnie także i z tego, że podobne badania jak on, wykonują naukowcy na wielu innych uniwersytetach i to oni także mogą wpaść na ten trop. Sześć tygodni pracy zaowocowało Nagrodą Nobla!

Jak wiemy, samo odkrycie tego tajemniczego, nieznanego wówczas promieniowania (stąd też nazwanego przez samego Röntgena promieniowaniem X) miało miejsce podczas eksperymentów z promieniami katodowymi (wiązka przyspieszonych elektronów) w lampach wyładowczych. Niemal natychmiast z odkryciem promieni X ze względu na fascynację nimi, nastąpiła lawinowa wręcz produkcja różnorodnych konstrukcji lamp pozwalających efektywniej niż lampa wyładowcza emitować to promieniowanie.



VARIOUS TYPES OF X-RAY TUBES.

Rys. 1. Różnorodne konstrukcje wczesnych lamp do wytwarzania promieniowania rentgenowskiego [6]

Tuż po odkryciu przez Röntgena tajemniczego promieniowania wielu wytwórców produkowało szklane lampy przeznaczone do wytwarzania promieni X. Zaliczyć do nich należy przede wszystkim Emila Gundelacha i jego synów Eugena (1854-1927) i Maxa (1858-1929). Zaledwie kilka tygodni po epokowym odkryciu Röntgena Carl Heinrich Florenz Müller (1845-1912), zwany później Röntgenmüllerem i mający duże doświadczenie w wydmuchiowaniu szkła rozpoczął komercyjną produkcję lamp rentgenowskich<sup>3</sup>. W 1899 r. opatentował on

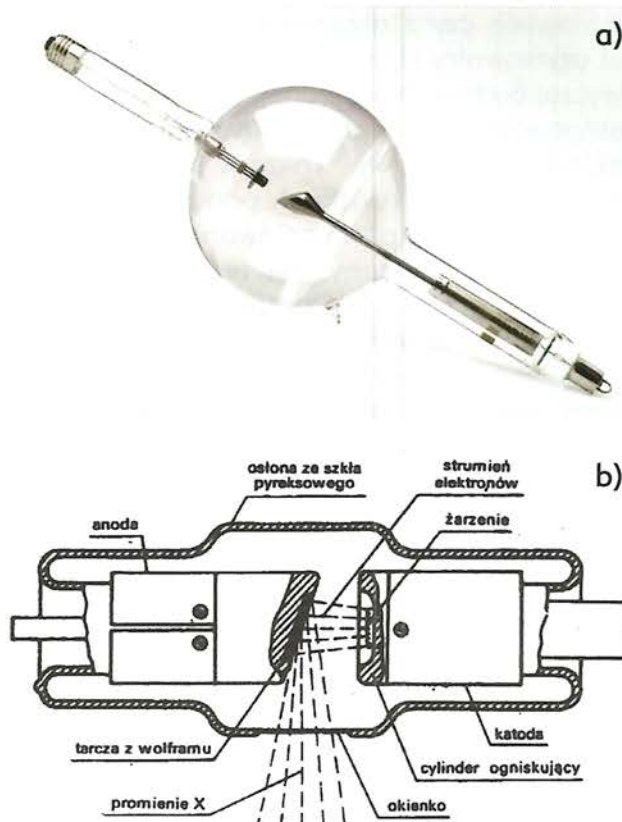
<sup>2</sup> Pierwszy laureat Nagrody Nobla w dziedzinie chemii z 1901 r. Holender Jacob Henricus van't Hoff (1852-1911) w przeciwieństwie do Röntgena pozostał postacią mało znaną.

<sup>3</sup> Nie były to jeszcze właściwe lampy rentgenowskie, niemniej autor będzie od tego momentu używał tego określenia.

lampę rentgenowską z anodą chłodzoną wodą. W 1927 r. jego firma C.H.F. Müller GmbH w Hamburgu stała się częścią dużej holenderskiej korporacji Philips Group<sup>4</sup>. Również w 1896 r. produkcją lamp rentgenowskich zajął się Erwin Moritz Reiniger (1854-1909), którego firma Reiniger, Gebbert & Schall Erlangen (RGS) w 1924 r. stała się z kolei częścią drugiej dużej korporacji niemieckiej pod nazwą Siemens & Reiniger AG (od 1966 r. Siemens AG). Z kolei w 1897 r. Amerykanin niemieckiego pochodzenia Robert H. Machlett rozpoczął produkcję lamp rentgenowskich w Stanach Zjednoczonych Ameryki Północnej. Wczesne konstrukcje lamp rentgenowskich z tego okresu przedstawia Rys. 1. Ale trzeba było czekać niecałe dwadzieścia lat, aby dopiero w 1913 r. za sprawą współczesnego A. Edisonowi innego amerykańskiego wynalazcy, tj. Williama D. Coolidge'a (1873-1975), pojawiła się prawdziwa lampka rentgenowska. To on wprowadził do lampy, tym razem próżniowej a nie wypełnionej rozrzedzonym gazem jak dotychczas, niezależne źródło elektronów w postaci żarzonej katody z wolframu a także anodę z wolframu. Urządzenia tego nie posiadały wcześniejsze lampy wyładowcze. Przy okazji warto podkreślić, iż ten „ojciec lampy rentgenowskiej”, twórca ponad 80 patentów dotyczących lamp rentgenowskich, a więc testujący osobiście ich działanie i pracę, dożył w otoczeniu promieniowania jonizującego (rentgenowskiego) sędziwego wieku 102 lat! Przez wiele lat piastował stanowisko dyrektora Laboratorium Badawczego w firmie *General Electric*.

Dla przypomnienia warto przedstawić ogólny widok lampy Coolidge'a oraz przekrój współczesnej konstrukcji lampy rentgenowskiej – Rys. 2. Jak wiadomo, do wytworzenia promieniowania rentgenowskiego w lampie rentgenowskiej wymagane jest źródło swobodnych elektronów, ich przyspieszenie do znacznych prędkości oraz materia, z którą te elektrony oddziałują – są w niej „hamowane”; oczywiście wszystkie te elementy muszą być umieszczone w próżni. W rzeczywistości lampka taka składa się z bańki (najczęściej szklanej), w której wytworzona jest próżnia oraz dwóch elektrod tj. katody i anody; z elektronicznego punktu widzenia jest to więc odpowiednik diody. Katodę sta-

nowi najczęściej żarnik wolframowy dostarczający swobodnych elektronów, anodą jest metalowy blok, w którym utwierdzona jest tarcza (zwana często targetem) z odpowiedniego pierwiastka.



Rys. 2. Lampka rentgenowska Coolidge'a: a) wygląd lampy, b) przekrój lampy

I mimo, iż sama zasada działania lampy rentgenowskiej pozostaje nadal niezmienną, istnieje duża różnorodność ich konstrukcyjnego wykonania. Jest to związane z konkretnym przeznaczeniem lampy. Można więc mówić o lampach rentgenowskich przeznaczonych do: stomatologii, diagnostyki medycznej, terapii, mammografii, przemysłowych badań nieniszczących (NDT)<sup>5</sup>, pomiarów grubości, dyfrakcji czy fluorescencji rentgenowskiej. Na Rys. 3 przedstawiono obszary energetyczne ważniejszych zastosowań promieniowania rentgenowskiego. Nie przedstawiono tu takich zastosowań promieniowania rentgenowskiego, jak litografia rentgenowska, topografia rentgenowska, metody określenia wielkości cząstek, artystyczna fotografia rentgenowska i wielu innych.

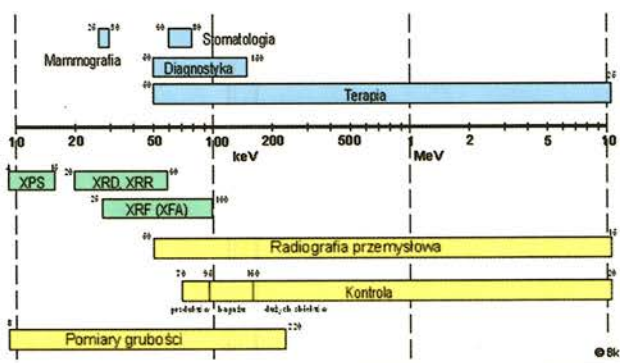
<sup>4</sup> Założycielem firmy był Holender Anton F. Philips (1874-1951), który w 1918 r. rozpoczął produkcję lamp rentgenowskich.

<sup>5</sup> NDT – Non Destructive Testing - badania nieniszczące materiałów i wyrobów.

## Obecne zastosowania promieniowania rentgenowskiego

Przyjmując, że większość czytelników kojarzy promieniowanie rentgenowskie z prześwietlaniem osób (medycyna) czy obiektów przemysłowych (badania nieniszczące, kontrola wyrobów i obiektów), warto chociaż w bardzo ograniczonym zarysie przybliżyć inne, mniej znane obszary wykorzystania tego promieniowania (patrz Rys. 3). Podstawowe metody wykorzystania promieniowania rentgenowskiego dzielą się ze względu na charakter oddziaływania promieniowania z materią na:

- metody dyfrakcyjne (rozproszenie elastyczne),
- metody oparte na oddziaływaniach nieelastycznych promieniowania z materią (zmieniające częściowo lub w całości energię promieniowania padającego),
- metody absorpcyjne.



Rys. 3. Obszary ważniejszych zastosowań promieniowania rentgenowskiego (granice obszarów dotyczą wartości wysokiego napięcia [kV] a nie energii [keV])

Dyfrakcja rentgenowska XRD (*X-Ray Diffraction*) to tania i efektywna metoda identyfikacji krystalicznych ciał stałych. Wynikiem tej analizy są linie dyfrakcyjne (które jak linie papilarne człowieka) tworzą odmienną sekwencję dla każdej substancji krystalicznej. Wnikliwa analiza linii dyfrakcyjnych pozwala nawet na uzyskanie tak szczegółowych informacji jak współrzędne atomów (lub jonów) w strukturze, czy też dokładny opis budowy krystalicznej lub jej zmian powstałych w wyniku działania różnych czynników. Dyfrakcja promieniowania rentgenowskiego w biologii, krystalografia białek,

to niezmiernie ciekawy i ważny zakres zastosowań. W badaniach polimerów wykorzystywane są głównie dyfrakcyjne metody rentgenowskie związane z rozpraszaniem pod dużymi kątami WAXS<sup>6</sup> (*Wide Angle X-ray Scattering*) i rozpraszaniem pod małymi kątami SAXS<sup>7</sup> (*Small Angle X-ray Scattering*). To ostatnie, czyli niskokątowe rozpraszanie promieniowania rentgenowskiego pozwala także na określenie struktur złożonych z nanoobektów, w tym obserwacji dynamiki tworzenia się takich struktur na powierzchni. Do badania cienkich warstw wykorzystywana jest technika reflektometrii rentgenowskiej XRR (*X-Ray Reflectivity*) polegająca na analizie intensywności promieniowania odbitego od materiału cienkowarstwowego w zakresie niskich kątów. Technika ta dostarcza informacji o grubości, gęstości oraz chropowatości badanej cienkiej warstwy (1~500 nm).

Rozpraszanie nieelastyczne, czyli niesprężyste oddziaływanie promieniowania rentgenowskiego z materią prowadzi do różnego rodzaju wzbudzeń, a analiza (energetyczna, polaryzacyjna itd.) wybitych elektronów (elektrony Augera<sup>8</sup> czy fotoelektrony) lub innych większych obiektów, a także reemitowanego promieniowania elektromagnetycznego dostarcza informacji energetycznej, strukturalnej, dynamicznej (czasowej) zarówno o powierzchni, warstwach przypowierzchniowych jak i o wnętrzu naświetlanej próbki. Fotoemisja elektronów wykorzystywana jest w technice spektrometrii fotoelektronów wzbudzanych promieniowaniem rentgenowskim XPS (*X-ray Photoelectron Spectroscopy*).

Metoda analizy wzbudzonego promieniowania rentgenowskiego tzw. metoda fluorescencji rentgenowskiej XRF (*X-Ray Fluorescence*)<sup>9</sup> pozwala na jakościową i ilościową analizę pierwiastkową ciała stałego, bez konieczności przeprowadzenia go do roztworu. Ze względu na długą listę rozpoznawalnych pierwiastków i szeroki zakres wykrywanych stężeń, metoda ta jest wykorzystywana zarówno do analizy składników głównych jak i śladowych. Metoda XRF występuje w dwóch podstawowych odmianach tj. jako fluorescencja rentgenowska z dyspersją fali WDXRF (*Wavelength Dispersive*

<sup>6</sup> WAXS – szerokokątowa dyfraktometria rentgenowska.

<sup>7</sup> SAXS – wąskokątowa dyfraktometria rentgenowska.

<sup>8</sup> Elektron Augera – elektron emitowany w wyniku efektu Augera, tj. zjawiska polegającego na przekazaniu nadmiaru energii atomu innemu elektronowi podczas przejścia elektronu z wyższej powłoki na niższą (zjawisko konkurencyjne do emisji promieniowania rentgenowskiego).

<sup>9</sup> Znana również pod nazwą XFA (*X-ray Fluorescence Analysis*).

X-Ray Fluorescence) oraz fluorescencja rentgenowska z dyspersją energii EDXRF (*Energy Dispersive X-Ray Fluorescence*). Szczególną techniką metody XRF jest fluorescencja rentgenowska z całkowitym odbiciem wiązki padającej, TXRF (*Total reflection X-Ray Fluorescence*) wykorzystywana do analizy cienkich warstw powierzchniowych ( $\sim 30 \text{ \AA}^{10}$ ) czy wykrywania metalicznych zanieczyszczeń na powierzchni płytek krzemowych oraz mikroanaliza fluorescencyjna  $\mu$ XRF, umożliwiającą określanie (skanowanie) składu powierzchni z mikrometrową dokładnością. Jako typowe zastosowanie tej metody można wymienić testowanie zanieczyszczeń na powierzchni półprzewodników lub badania rozkładu pierwiastków w pojedynczej komórce.

Z kolei w metodzie absorpcyjnej możemy wyróżnić techniki wykorzystujące zwykłe osłabianie promieniowania rentgenowskiego (głównie medycyna, kontrola, pomiary grubości, określanie składu ziarnowego mikroproszków, a przede wszystkim metody badań nieniszczących materiałów i wyrobów - NDT) oraz metody analizy pochłaniania promieniowania rentgenowskiego. Zajmiemy się bliżej tymi ostatnimi. Otóż, analiza pochłaniania promieniowania rentgenowskiego przez materię tj. badanie profilu absorpcji promieniowania rentgenowskiego w pobliżu krawędzi absorpcji dostarcza bogatej informacji, której charakter zależy od przedziału widmowego. Stąd też w zależności od przedziału widmowego rozróżnia się:

XANES – *X-ray Absorption Near-Edge Structure*, czyli badanie przykrawędziowej struktury linii absorpcji promieniowania X (blisko krawędzi absorpcji),

EXAFS – *Extended X-Ray Absorption Fine Structure*, czyli badanie rozszerzonej struktury subtelnej rentgenowskiej linii absorpcyjnej.

Pierwsza z technik czuła jest zasadniczo na stan chemiczny określonego pierwiastka, druga zaś dostarcza informacji o przestrzennej konfiguracji lokalnego otoczenia atomów danego typu.

W zakresie mikroskopii rentgenowskiej bardzo popularną metodą badawczą jest transmisyjna mikroskopia rentgenowska TXM – *Transmission X-Ray Microscopy* realizowana

w zakresie miękkiego promieniowania rentgenowskiego. Metoda ta wykazuje szereg zalet takich jak: możliwość uzyskania bardzo dobrego kontrastu poprzez wykorzystanie zależności współczynnika absorpcji dla różnych pierwiastków od długości fali, wysoka przestrzenna zdolność rozdzielcza (obecnie do 15 nm), jeśli jako elementy optyczne zostaną użyte soczewki Fresnela, stosunkowo duży obszar przestrzenny, który może być jednocześnie obrazowany (15-20  $\mu\text{m}$ ), nanosekundowa czasowa zdolność rozdzielcza związana z czasową strukturą wiązki promieniowania synchrotronowego. W zastosowaniach biologicznych, mikroskopia rentgenowska jest przede wszystkim stosowana w badaniach komórki.

Jednym ze spektakularnych zastosowań technologicznych promieniowania rentgenowskiego jest metoda „rzeźbienia” mikrostruktur za pomocą intensywnej wiązki promieniowania rentgenowskiego. Jest to tzw. technika litografii rentgenowskiej LIGA (nazwa jest akronimem ich niemieckojęzycznych określeń *Lithographie* (litografia), *Galvanoformung* (galwanizacja), *Abformung* (formowanie)), wykorzystująca zasadniczo trzy kolejno stosowane procesy: litograficznego przygotowania formy, galwanicznego wypełnienia metalem w celu przygotowania tej formy, która ostatecznie jest wykorzystywana do wielokrotnego wytwarzania danej mikrostruktury. Wielką zaletą metody LIGA jest możliwość precyzyjnego i powtarzalnego przeniesienia rysunku pierwotnego, płaskiego wzorca (maski) na różnego rodzaju materiały (metale, stopy, polimery, a nawet materiały ceramiczne) przy dużym stosunku wysokości elementów (rzędu 1 mm) do ich wymiarów poprzecznych ( $\sim 200 \text{ nm}$ ).

## Lampy rentgenowskie – charakterystyka ogólna

Z tego dość pobieżnego przeglądu zastosowań promieniowania rentgenowskiego możemy wnioskować o istnieniu bardzo różnorodnych rozwiązaniach konstrukcyjno-technologicznych oraz eksploatacyjnych lamp rentgenowskich. Ze względu na wyżej wspomniany dynamiczny rozwój różnych zastosowań promieniowania rentgenowskiego obserwuje się

<sup>10</sup>Å - jednostka długości nadal stosowana w krystalografii, równa  $10^{-10} \text{ m}$ .

<sup>11</sup>Getter - pochłaniacz gazów, substancja (zwykle magnez lub bar) umieszczona w lampie rentgenowskiej służąca do pochłaniania resztek gazów pozostałych w bańce lub wydzielanych przez elektrody co zapobiega utracie próżni.



także znaczny postęp w konstrukcji różnych źródeł promieniowania rentgenowskiego, w tym i lamp rentgenowskich. Omówienie wszystkich istotnych rozwiązań konstrukcyjnych współczesnych lamp rentgenowskich (sam termin „lampa” pozostawiono ze względów historycznych, aczkolwiek konstrukcja współczesnego źródła promieniowania rentgenowskiego nie zawsze przypomina swoim wyglądem wcześniej opisywaną lampę) wykracza poza ramy niniejszej publikacji. Próbę klasyfikacji lamp rentgenowskich ze względu na ich różnorodność konstrukcyjną (ale nie tylko) przedstawiono w Tabeli 1. Oczywiście nie ujęto w niej pojedynczych, prototypowych czy nowatorskich rozwiązań konstrukcyjnych lamp rentgenowskich. W Tabeli 1 nie odnotowano również faktu istnienia lamp rentgenowskich z tzw. siatką sterującą, czy lamp wyposażonych w getter<sup>11</sup>.

Należy wyraźnie zaznaczyć, iż w większości praktycznych zastosowań, użytkownika nie interesuje sama konstrukcja lampy rentgenowskiej, a raczej pożądane widmo promieniowania rentgenowskiego oraz często wielkość ogniska optycznego lampy. O widmie promieniowania decydują parametry pracy lampy, do których zaliczyć należy zakres wysokiego napięcia, zakres prądu anodowego (determinuje to oczywiście moc lampy a tym samym warunki jej chłodzenia) filtrację wewnętrzną lampy. Zakres stosowanych napięć w lampach rentgenowskich dla wybranych obszarów zastosowań przedstawiono na Rys. 3. Dla przypomnienia warto może podkreślić, iż typowa lampa rentgenowska emituje w postaci pożądanego przez nas promieniowania rentgenowskiego zaledwie około 1 % dostarczonej energii, pozostałe 99% to wydzielane przez nią (a dokładnie przez anodę) ciepło, które należy odbierać, przy czym wraz ze wzrostem wysokiego napięcia rośnie wydajność emisji promieniowania rentgenowskiego. Dla elektronów o energii 5 MeV efektywność przetworzenia energii wzrasta do 8%, a dla 10 MeV do 16%. Efektywność wzbudzenia promieniowania rentgenowskiego określamy tzw. współczynnikiem efektywności (wydajności):

$$\eta = k \cdot Z \cdot U \quad (1)$$

gdzie:

$k$  – stała wynosząca około  $1,1 \cdot 10^{-9}$ ,

$Z$  – liczba porządkowa pierwiastka, z którego wykonano anodę,

$U$  – wartość napięcia przyspieszającego w V.

W przypadku lamp rentgenowskich wielkość stosowanego wysokiego napięcia zawiera się w przedziale od kilku kV do 450 kV. Wyższe napięcia wytwarza się (a więc i energię promieniowania rentgenowskiego) w innych urządzeniach jak np. akceleratorach liniowych czy betatronach, aczkolwiek krótko w latach powojennych były stosowane lampy rentgenowskie tzw. wielosekcyjne na napięcia do 2 MV, ale obecnie wyszły one całkowicie z użycia. Z kolei wartości prądu anodowego w lampach rentgenowskich zależą od ich budowy (anoda stała lub ruchoma) i charakteru pracy (praca ciągła, przerywana i impulsowa). W przypadku lamp do celów przemysłowych (NDT) wartości natężenia prądu anodowego zawierają się w przedziale od kilku nA do ok. 45 mA, dla lamp do dyfrakcji do 60 mA. Dla lamp medycznych (z anodą wirującą), które pracują w sposób przerywany, wartości te mieszczą się w zakresie 10-1200 mA.

Bardzo duże wartości prądu anodowego występują natomiast w przypadku pracy impulsowej – sięgają one wartości 10 000 A. Wynika stąd, że moc lamp zawiera się w przedziale od  $\mu$ W (wówczas nie wymagają dodatkowego chłodzenia) aż do kilkudziesięciu kW („dobre urządzenie grzewcze”), co wymaga intensywnego odbioru ciepła z lampy. Należy pamiętać, że w trakcie eksploatacji lampy jej wydajność może ulec obniżeniu. Typowe wielkości mocy lamp rentgenowskich zawierają się w przedziale odpowiednio:

- dla lamp do dyfrakcji 0,9 ÷ 3 kW,
- dla lamp do fluorescencji 0,05 ÷ 4 kW,
- dla lamp do NDT 0,3 ÷ 4,5 kW,
- dla lamp medycznych (z anodą wirującą) do 150 kW.

Aby lepiej zrozumieć potrzebę wprowadzania tak wielu rozwiązań konstrukcyjno-materiałowych lampy rentgenowskiej, przypomnijmy chociażby w zarysie, mechanizm powstawania promieniowania rentgenowskiego w lampie. Otóż skutek oddziaływania szybkich elektronów (elektronów mających odpowiednio dużą energię by wniknąć w głąb atomu, tj. поближе jądra) z materią (tarczą anody) generowane jest promieniowanie rentgenowskie, które składa się z tzw. promieniowania hamowania o widmie ciągłym (niezależnym od materiału tarczy) oraz promieniowania charakterystycznego o widmie dyskretnym (związany ściśle z materiałem tarczy). W zależności od wielkości przyłożonego napięcia anodowego, możemy „sterować”

udziałem jednego i drugiego promieniowania. Wzajemny udział obydwu tych widm zależy od wielkości przyłożonego napięcia anodowego. Tam, gdzie zależec nam będzie głównie na penetracji promieniowania przez badany materiał, (np. medycyna z wyjątkiem mammografii, NDT, pomiary grubości, kontrola produktów, obszar security) będziemy korzystali z widma pełnego. Z kolei w tych zastosowaniach, gdzie istotna jest długość fali a więc konkretna energia promieniowania (np. metody dyfrakcji i fluorescencji rentgenowskiej a także mammografia), dążyć będziemy do wydzielenia z pełnego widma tylko promieniowania charakterystycznego.

Tabela 1. Podział lamp rentgenowskich ze względu na istotne cechy konstrukcyjne.

<p><b>Ze względu na konstrukcję lampy rozróżnia się:</b></p> <ul style="list-style-type: none"> <li>• lampy zamknięte (nierozbieralne)</li> <li>• lampy otwarte (rozbieralne)</li> </ul>
<p><b>Ze względu na rodzaj obudowy lampy rozróżnia się:</b></p> <ul style="list-style-type: none"> <li>• lampy nieosłonięte (gołe)</li> <li>• lampy obudowane</li> </ul>
<p><b>Ze względu na rodzaj materiału bańki rozróżnia się:</b></p> <ul style="list-style-type: none"> <li>• lampy szklane</li> <li>• lampy szklane w osłonie antywstrząsowej</li> <li>• lampy metalowo-ceramiczne</li> </ul>
<p><b>Ze względu na charakter pracy rozróżnia się:</b></p> <ul style="list-style-type: none"> <li>• lampy do pracy ciągłej</li> <li>• lampy do pracy impulsowej</li> </ul>
<p><b>Ze względu na rodzaj katody rozróżnia się:</b></p> <ul style="list-style-type: none"> <li>• lampy z katodą w postaci żarnika z włókna wolframowego</li> <li>• lampy z katodą zasobnikową (impregnowaną)</li> <li>• lampy z katodą z LaB<sub>6</sub></li> <li>• lampy z katodą Schottky'ego</li> <li>• lampy z katodą zimną</li> <li>• lampy z katodą wykonaną z nanorurek węglowych CNT</li> <li>• lampy z fotokatodą (lampy rentgenowskie wzbudzane światłem)</li> </ul>
<p><b>Ze względu na liczbę anod rozróżnia się:</b></p> <ul style="list-style-type: none"> <li>• lampy z pojedynczą anodą</li> </ul>

<ul style="list-style-type: none"> <li>• lampy z podwójną anodą (<i>dual</i>) i z bliźniaczą anodą (<i>twin</i>)</li> </ul>
<p><b>Ze względu na konstrukcję anody rozróżnia się:</b></p> <ul style="list-style-type: none"> <li>• lampy z anodą stałą (nieruchomą); anoda zwykła, anoda wydłużona</li> <li>• lampy z anodą wirującą (tarcza, cylinder)</li> </ul>
<p><b>Ze względu na materiał anody rozróżnia się:</b></p> <ul style="list-style-type: none"> <li>• lampy z anodą miedzianą,</li> <li>• lampy z anodą wolframową</li> <li>• lampy z anodą molibdenową</li> <li>• lampy z anodą z RT, RTM, RTMC<sup>12</sup></li> </ul>
<p><b>Ze względu na tarczę anody rozróżnia się:</b></p> <ul style="list-style-type: none"> <li>• lampy z anodą odbiciową</li> <li>• lampy z anodą transmisyjną</li> </ul>
<p><b>Ze względu na kształt powierzchni tarczy rozróżnia się:</b></p> <ul style="list-style-type: none"> <li>• lampy z płaskim kształtem tarczy (anody)</li> <li>• lampy ze stożkowym kształtem tarczy (anody)</li> </ul>
<p><b>Ze względu na materiał tarczy anody rozróżnia się:</b> Ag, Al, Au, Co, Cr, Cu, Fe, Gd, Ge, Mg, Mn, Mo, Ni, Nb, Pd, Pt, Re, Rh, Sc, Si, Ta, Ti, V, Y, Zr, W</p>
<p><b>Ze względu na kąt nachylenia tarczy rozróżnia się:</b> 0°, 5°, 6,5°, 7°, 8°, 10°, 11°, 12°, 12,5°, 13°, 13,5°, 14°, 14,5°, 15°, 16°, 17°, 17,5°, 8°, 19°, 20°, 21°, 22°, 23°, 24°, 25°, 26°, 27°, 30°, 32°, 33°, 35°, 40°, 42°, 45°, 55°, 90°</p>
<p><b>Ze względu na polaryzację lampy rozróżnia się:</b></p> <ul style="list-style-type: none"> <li>• lampy dwubiegunowe</li> <li>• lampy jednobiegunowe (uziemiona anoda lub uziemiona katoda)</li> </ul>
<p><b>Ze względu na chłodzenie anody rozróżnia się:</b></p> <ul style="list-style-type: none"> <li>• lampy z chłodzeniem powietrznym</li> <li>• lampy z chłodzeniem gazowym</li> <li>• lampy z chłodzeniem wodnym</li> <li>• lampy z chłodzeniem olejowym</li> </ul>
<p><b>Ze względu na położenie okienka rozróżnia się:</b></p> <ul style="list-style-type: none"> <li>• lampy z wiązką boczną</li> <li>• lampy z wiązką wzdłużną</li> </ul>

<sup>12</sup> R – ren, T (Tungsten) – wolfram, M – molibden, C – grafit.

**Ze względu na kształt wiązki promieniowania różni się:**

- lampy z wiązką kierunkową (stożkową)
- lampy z wiązką panoramiczną
- lampy z wiązką wachlarzową
- lampy z wiązką punktową

**Ze względu na liczbę okienek różni się**

- lampy z jednym okienkiem
- lampy z dwoma okienkami
- lampy z trzema okienkami
- lampy z czterema okienkami

**Ze względu na rodzaj materiału okienka różni się:**

- lampy z okienkiem berylowym
- lampy z okienkiem szklanym
- lampy z okienkiem aluminiowym
- lampy z okienkiem niklowym
- lampy z okienkiem tytanowym
- lampy z okienkiem miedzianym
- lampy z okienkiem ze stopu Fe/Ni/Co
- lampy z okienkiem Lindemanna<sup>13</sup>
- lampy z okienkiem diamentowym

**Ze względu na liczbę ognisk (katod) różni się:**

- lampy z jednym ogniskiem
- lampy z dwoma ogniskami
- lampy z trzema ogniskami

**Ze względu na wielkość ogniska optycznego różni się:**

- lampy ze zwykłym ogniskiem
- lampy z mikroogniskiem
- lampy z nanoogniskiem



a)



b)



c)



d)

Rys. 4. Wybrane przykłady lamp rentgenowskich o różnych zastosowaniach:

- a) przemysłowe badania nieniszczące - producent: firma Rörix,  
 b) medycyna - producent: firma General Electric,  
 c) dyfrakcja rentgenowska - producent: firma PANalytical,  
 d) fluorescencja rentgenowska - producent: firma TruFocus

<sup>13</sup> Szklane okienko Lindemanna – obecnie nieużywane.

## Lampy zamknięte a lampy otwarte

Podstawowy, istotny podział lamp rentgenowskich, to podział na lampy zamknięte oraz lampy otwarte (rozbieralne). Oczywiście, te pierwsze znajdują znacznie szersze zastosowanie ze względu na ich prostotę, a także prostotę całego urządzenia w którym ta lampa pracuje, niemniej istnieje wiele obszarów wykorzystania promieniowania rentgenowskiego, gdzie niezbędnym jest stosowanie lamp otwartych. Lampa zamknięta to najczęściej szklana lub ostatnio metalowo-ceramiczna bańka, wewnątrz której znajdują się wszystkie niezbędne elementy, jednakże niedostępne do ewentualnej wymiany. Są one prostsze w produkcji, jednakże, jeżeli lampa taka ulegnie uszkodzeniu, to z reguły wymaga ona wymiany na nową (ewentualnej naprawy takiej lampy może się podjąć tylko jej producent). Użyteczny czas pracy lampy zamkniętej to w przybliżeniu  $8000 \div 10\,000$  godzin (około dwóch lat).

Tabela 2. Porównanie cech użytkowych lamp rentgenowskich zamkniętych i otwartych

	Zalety	Wady
<b>Lampy zamknięte</b>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- wysoka powtarzalność obrazu</li> <li>- niski koszt zakupu</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- niska rozdzielczość dla materiałów o małej gęstości</li> <li>- mniejsze powiększenia</li> <li>- wysoki koszt wymiany lampy</li> </ul>
<b>Lampy otwarte</b>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- bardzo dobra rozdzielczość dla materiałów o małej gęstości</li> <li>- duże powiększenia</li> <li>- niski koszt wymiany elementów lampy</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- niska powtarzalność obrazu</li> <li>- wysoki koszt zakupu</li> </ul>

Lampa otwarta to najczęściej cylinder z wymiennymi elementami jak źródło elektronów, tarcza (anoda), uszczelnienia i in. Każdy z tych elementów może być wymieniany bezpośrednio przez użytkownika, stąd czas pracy takiej lampy jest w praktyce nieograniczony. Oczywiście w jednym i drugim przypadku wymagana jest odpowiednia próżnia umożliwiająca swobodny ruch przyspieszanych elektronów. W przypadku lamp otwartych próżnię uzyskuje się dwustopniowo podczas pracy lampy, tj. najpierw za pomocą wstępnej pompy próżniowej a następnie pompy turbomolekularnej. Lampy otwarte charakteryzują się stosunkowo dużą rozdzielczością uzyskanego obrazu, co daje

możliwość uzyskiwania dużych powiększeń radiograficznych. Zasadniczym parametrem dla tych lamp jest powiększenie geometryczne, które osiąga obecnie wielkość 2800x; powiększenia całkowite sięgają ponad 20000x. Oczywiście, niezbędnym warunkiem do uzyskiwania tak dużych powiększeń jest stosowanie bardzo małych odległości: ognisko lampy – badany przedmiot, co z kolei wymaga stosowania anod (tarcz) transmisyjnych (patrz dalej). Dla informacji można podać, iż w przypadku lamp z anodą odbiciową jest to odległość  $\sim 15$  mm, natomiast lamp z anodą transmisyjną zaledwie  $\sim 0,5$  mm.

## Źródło elektronów/węzeł katodowy

Emisja elektronów z materii może zachodzić w różny sposób, tj. w wyniku procesu fizycznego określanego jako termoemisja (emisja elektronów pod wpływem dostarczonego ciepła, emisja polowa (emisja elektronów pod wpływem silnego pola elektrycznego) bądź fotoemisja (emisja elektronów pod wpływem fotonów promieniowania widzialnego). Istotnym parametrem w przypadku wszystkich wyżej wymienionych zjawisk fizycznych jest tzw. praca wyjścia elektronu – im jest ona mniejsza, tym efektywniejsze jest źródło elektronów.

W większości lamp rentgenowskich wykorzystuje się zjawisko termoemisji. Stosuje się w tym celu żarnik z włókna wolframowego o grubości  $0,1 \div 0,5$  mm (często z dodatkiem toru<sup>14</sup>, którego obecność przedłuża żywotność żarnika). Żarnik musi być bardzo dokładnie swykonany. Jego wymiary podczas cykli pracy: grzanie (powyżej 2000°C) oraz chłodzenie (do około 25°C) powinny być stabilne. Stąd też materiał na żarnik podczas jego wytwarzania poddawany jest procesowi krystalizacji za pomocą grzania w wysokiej temperaturze w atmosferze pozbawionej tlenu. Elektrony z żarnika wydostają się poprzez otwór bądź szczelinę w specjalnie ukształtowanej wokół żarnika czaśzy metalowej zwanej cylindrem Wehnelta<sup>15</sup>. Cylinder Wehnelta wykonany jest najczęściej z molibdenu lub niklu i posiada ujemny potencjał względem katody. Zaletą tego typu żarnika jest to, że nie musi on pracować przy ultra-wysokiej próżni. Jednakże gorące katody są

<sup>14</sup> Tor jest pierwiastkiem promieniotwórczym (naturalnym).

<sup>15</sup> Artur R. Wehnelt (1871-1944) - fizyk amerykański.

<sup>16</sup> Wartości w nawiasie dotyczą wielkości najczęściej stosowanych.

skłonne do reagowania z gazami resztkowymi i tym samym czas ich pracy może ulec skróceniu. Stosowane wielkości prądu żarzenia dla katody wolframowej wynoszą 0,7-23 A ( $1,5 \div 4$  A)<sup>16</sup>, natomiast napięcie żarzenia 2,5-17 V (4,5-5 V).

Tabela 3. Porównanie katod (wybrane parametry [5])

Parametry	termoemisja		emisja polowa	
	włókno wolframowe	LaB <sub>6</sub>	emiter Schottky'ego <sup>17</sup> [ZrO/W]	zimna emisja (metal W)
Temperatura pracy [K]	2800	1800	1800	300
Praca wyjścia [eV]	4,5	2,5	2,7	4,5
Gęstość prądu [A/cm <sup>2</sup> ]	3	30	$5 \cdot 10^3$	$2 \cdot 10^4$
Średnica katody [μm]	100	20	0,03	0,005
Luminacja [A/cm <sup>2</sup> -sr]	$10^4$	$10^5$	$10^7$	$10^8$
Wymagana próżnia [Pa]	$<10^{-3}$	$<10^{-5}$	$<10^{-7}$	$<10^{-8}$

Wśród katod termoemisyjnych oprócz tradycyjnej katody w postaci żarnika z metalowej spirali wolframowej stosowane są niekiedy katody zasobnikowe lub niemetaliczne. Katody zasobnikowe, to katody z zapasem materiału aktywującego (mieszanina tlenków baru BaO, wapnia CaO i aluminium Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> w stosunku 5:3:2), wprowadzonym drogą impregnacji w pory materiału stanowiącego podłoże (najczęściej sprasowany proszek wolfram 74÷78%). Wśród katod niemetalicznych stosowany jest najczęściej kryształ sześcioborku lantanu LaB<sub>6</sub>. Źródła tego typu stosowane są przede wszystkim w mikroskopach elektronowych, gdzie wymagana jest mała wielkość samego źródła elektronów, stabilność jego pracy oraz łatwość sterowania. W przypadku promieniowania rentgenowskiego są one stosowane głównie w mikroskopach rentgenowskich (*Hama-matsu, Oxford Instruments, ThermoKevex X-Ray, TruFocus*)

W lampach impulsowych (patrz dalej), wykorzystywane jest zjawisko zimnej emisji polowej elektronów. Emisja polowa elektronów występuje w silnych polach elektrycznych tj.  $E > 10^7$  V/cm. Wyjątkowymi materiałami pod względem emisji polowej elektronów są nanorurki węglowe CNT<sup>18</sup>. Charakteryzują się one niską pracą wyjścia elektronu (rzędu 1,2÷2 eV) oraz wysoką i stabilną emisją polową, nawet w niskich temperaturach.

## Węzeł anodowy

Jak wiemy promieniowanie rentgenowskie generowane jest skutek oddziaływania (hamo-

wania) elektronów z materiałem tarczy, która niekiedy może być również anodą. Zadaniem anody jest dostarczenie odpowiedniego potencjału elektrycznego jak również odprowadzenie wydzielanego w niej ciepła.

W praktyce istnieją dwa rodzaje tarcz anodowych: anoda transmisyjna i odbiciowa. Anoda transmisyjna musi mieć niewielką grubość by nie absorbować emitowanego z niej promieniowania. Stąd też ostatnio często tarcze transmisyjne wykonuje się metodą napyłania w próżni warstwy o niewielkiej grubości (zwykle 1:2 μm) odpowiedniego pierwiastka bezpośrednio na wewnętrznej stronie okienka lampy rentgenowskiej.

Standardowo tarcza w anodzie lampy rentgenowskiej wykonana jest z wolframu; przykładowo jest to kołowa lub prostokątna płytka o grubości 2÷3 mm wprasowana w blok anody. Optymalna grubość tarczy dla uzyskania maksymalnej wydajności promieniowania rentgenowskiego jest równa około 40% maksymalnego zasięgu elektronów w danym materiale. Zwiększenie grubości tarczy powoduje zmniejszenie wydajności promieniowania rentgenowskiego wskutek samoabsorpcji tegoż promieniowania przez materiał tarczy. Wolfram mający dużą liczbę atomową ( $Z=74$ ), wysoką temperaturę topnienia (3370°C) i niską prężność par w wysokich temperaturach pozwala na uzyskanie dużego natężenia promieniowania rentgenowskiego. Niemniej w wielu zastosowaniach wymagana jest tarcza z innego materiału, jak w przypadku mammografii, gdzie dla uzyskania wąskiego prążka widma charakterystycznego (a więc bez niskoenergetycznej części widma ciągłego, które niepotrzebnie jest absorbowane w tkance bez tworzenia obrazu) stosowana jest tarcza (najczęściej cała anoda) z molibdenu. Także w zastosowaniach dyfrakcji czy fluorescencji rentgenowskiej stosowane są rozmaite materiały na tarcze jak np. aluminium, chrom, miedź, pallad, rod, srebro, tytan, złoto czy żelazo.

W przypadku, gdy wykorzystywane jest promieniowanie hamowania, doboru materiału na anodę stałą bądź wirującą można dokonać korzystając z prostego obliczenia. Wartość wyrażenia:  $Z \cdot \vartheta_{\max} \cdot \lambda$  dla anody stacjonarnej (długi czas pracy) lub  $Z \cdot \vartheta_{\max} \cdot \lambda \cdot \rho \cdot c$  dla anody wirującej

<sup>17</sup> Walter Schottky (1886-1976) - fizyk szwajcarski.

<sup>18</sup> CNT- Carbon nanotubes.

powinna być jak największa. Tutaj:  $Z$  - liczba atomowa,  $\vartheta_{\max}$  - maksymalna dopuszczalna temperatura pracy,  $\lambda$  - przewodność termiczna,  $c$  - ciepło właściwe,  $\rho$  - gęstość. Jako zasadę przyjmuje się  $\vartheta_{\max}$  ogniska – 20÷30% poniżej temperatury topnienia danego materiału. Z tabeli 4 widać wyraźnie, iż najlepszym materiałem na anodę jest wolfram ( $Z=74$ ).

Anody lamp rentgenowskich mogą być nieruchome (stałe) lub ruchome (wirujące). Anodę stałą stanowi najczęściej blok z miedzi, która ma dobre właściwości cieplne, mechaniczne oraz próżniowe. Umieszczona w bloku anody tarcza z wolframu często osłonięta jest specjalną osłoną (o takim samym potencjale elektrycznym jak anoda) – mówimy wówczas o tzw. anodzie okapturzonej. Zastosowanie takiej osłony spowodowane jest niekorzystnym zjawiskiem wybijania z tarczy elektronów wtórnych przez wiązkę pierwotną. Elektrony wtórne, o stosunkowo niskiej energii, mogłyby dotrzeć do szkła lampy i wytwarzać w ten sposób ładunek elektryczny szkodliwy dla prawidłowego działania lampy. Osłona anody zapobiega temu zjawisku. W osłonie anody wykonane jest okienko często zawierające odpowiedni filtr, przez które wychodzi wiązka wytwarzanego promieniowania rentgenowskiego.

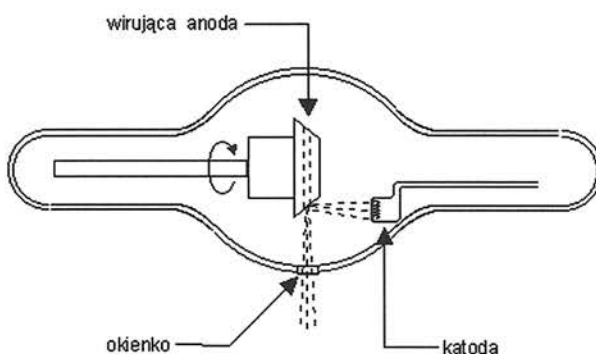
Anody wirujące stwarzają lepsze warunki odprowadzenia ciepła z ogniska lampy, co jest np. niezbędne w przypadku lamp medycznych (bardzo krótkie czasy ekspozycji rzędu ms skutkujące dużym prądem anodowym rzędu setek mA). Pierwszą lampę z anodą w postaci wirującej tarczy, zwaną Rotalix zbudował w 1929 r. Albert Bouwers (1895-1972) współpracujący z Antonem Philipsem. Lamy tego typu są powszechnie stosowane w medycynie (z wyjątkiem lamp stomatologicznych, które posiadają stałą anodę), gdzie wymagane są milisekundowe czasy ekspozycji a więc duże prądy anodowe (rzędu kilkuset mA). Zazwyczaj mają one moc od około 5 kW do 90 kW, co powoduje, że uzyskiwane z nich promieniowanie ma natężenie znacznie większe niż w przypadku lamp z anodą stacjonarną. Wirująca tarcza anody ma kształt stożka ściętego (Rys. 5). Średnica tarczy zależy od mocy lampy i dla anod wolframowych wynosi 50÷125 mm. Częstość jej obrotu podczas pracy lampy wynosi od 3000÷3600 obr./min. (mała prędkość) do 9000÷17 000 obr./min. (duża prędkość). Ponieważ wirująca tarcza anody jest najbardziej wrażliwym na uszkodze-

nia elementem medycznej lampy rentgenowskiej (duże obciążenie cieplne) stąd też kierunki rozwoju tych lamp dotyczą głównie poszukiwania nowych materiałów anodowych. Obecnie stosowane są np. wielowarstwowe tarcze wirujące zamiast zwykłych wolframowych (czy z molibdenu ( $Z=42$ ) lub rodu ( $Z=45$ ) jak w przypadku mammografii). Dodatek do wolframu niewielkiej ilości renu (5÷10%) zabezpiecza anodę przed powstawaniem siatki drobnych pęknięć podczas jej eksploatacji. Zastosowanie złożonych tarcz z podłożem grafitowym pozwala na podwyższenie dopuszczalnej mocy do 150÷200 kW w ciągu 0,1 s.

Tabela 4. Charakterystyka materiałów do budowy anody w lampie rentgenowskiej [7]

Pierwiastek	Liczba Z	Dopuszcz. temp. $\vartheta_{\max}$	Przewodność termiczna $\lambda$ [W/cm K]	Anoda stacjonarna		Anoda wirująca		
				$Z \cdot \vartheta_{\max} \cdot \lambda$	#*	$\lambda \cdot \rho \cdot c$	$Z \cdot \vartheta_{\max} \cdot \lambda \cdot \rho \cdot c$	#*
Cu	29	1032	3,98	119113	8	3,68	110135	10
Mo	42	2167	1,38	125599	7	1,88	171106	8
Ag	47	832	4,18	163450	4	3,18	124350	9
Ta	73	2587	0,55	103868	9	1,13	213402	6
<b>W</b>	<b>74</b>	<b>2757</b>	<b>1,3</b>	<b>265223</b>	<b>1</b>	<b>1,81</b>	<b>369273</b>	<b>1</b>
Re	75	2557	0,71	136160	6	1,38	264650	4
Os	76	2280	0,87	150754	5	1,77	306706	3
Ir	77	2220	1,46	249572	3	2,06	352136	2
Pt	78	1742	0,71	96472	10	1,41	191585	7
Au	79	(1063)	3,14	263687	2	2,81	235975	5
U	92	(1132)	0,25	26036	11	0,75	78108	11

\*# uszeregowanie od 1 - 11 względem malejącej atrakcyjności parametrów



Rys. 5. Uproszczony schemat działania lampy z wirującą anodą

W roku 2003 niemiecka firma Siemens opracowała zupełnie nowy rodzaj lampy rentgenowskiej ze względu na rozwiązanie sposobu chłodzenia tarczy anody a tym samym zwiększenia dopuszczalnej mocy lampy. Otóż zamiast chłodzenia anody (odbioru ciepła) poprzez jej wirowanie, zastosowano wirowanie całej konstrukcji lampy w otaczającym ją czynniku chł-

dzącym, jakim jest olej. Właściwy kierunek wiązki elektronów w lampie utrzymywany jest za pomocą pola elektromagnetycznego, którego źródło znajduje się poza obracającą się częścią lampy. Lampa z anodą bezpośrednią chłodzoną olejem uzyskuje wydajność cieplną równą 30 MHU<sup>19</sup>. Dotychczas używane lampy charakteryzowały się największą pojemnością cieplną na poziomie 8 MHU, zwiększoną poprzez zwiększanie masy anody.

W większości zastosowań lamp rentgenowskich są to lampy z pojedynczą anodą (tarczą); nie należy mylić z pojedynczym lub podwójnym ogniskiem lampy, co często występuje zarówno w lampach stosowanych do celów medycznych jak i przemysłowych. Jednakże mogą być stosowane również anody podwójne (głównie w zastosowaniach XRF) bądź bliźniacze (w zastosowaniach XPS). Różnicę między nimi przedstawiono na Rys. 6. W tym miejscu warto może wspomnieć, iż metoda XPS opracowana przez szwedzkiego uczonego Kai Siegbahna bazuje na zasadzie zjawiska fotoelektrycznego i dostarcza informacji z warstwy powierzchniowej rzędu 0,5÷7 nm jeśli użyć tu lampy rentgenowskiej emitującej niskoenergetyczne wąskie widmo prążkowe np. pochodzące od aluminium czy magnezu (anoda Al+Mg), o energii odpowiednio 1253,6 eV (Al) lub 1486,6 eV (Mg).

Konstrukcyjnie anodę bliźniaczą stanowi rura najczęściej ze stali nierdzewnej z miedzianą powierzchnią czołową napyloną warstwą odpowiedniego materiału tarczowego; grubości napylonej warstwy wynoszą zwykle 10÷30 μm. Stosowane materiały tarczowe anody (napylane warstwy) to Al+Al, Mg+Mg, Al+Mg, Ti+Mg, Ag+Mg, Au+Mg, Zr+Mg, Si+Mg i Cu+Mg. Ponieważ każde ze źródeł elektronów (emitatorów) działa w sposób niezależny, możliwe są trzy sposoby operowania lampą z anodą bliźniaczą. Można wzbudzać anody oddzielnie jak i obie równocześnie. Działanie jedną anodą może być stosowane dla zmiany głębokości próbkowania XPS jak również do eliminacji interferencji widm fotoelektronów z elektronami Augera. Równoczesne działanie dwoma anodami z tego samego materiału dostarcza większego strumienia promieniowania rentgenowskiego, na-



Rys. 6. Schematyczne przedstawienie działania anody (w górnej części rysunku – anoda bliźniacza, w dolnej części – anoda podwójna)

tomiast równoczesne działanie dwoma anodami z różnych materiałów może dostarczyć większego natężenia promieniowania hamowania dla polepszenia emisji elektronów Augera.

Anoda podwójna to naniesiona warstwa jednego pierwiastka na podłożu z innego pierwiastka, najczęściej są to kombinacje: Sc/Mo, Sc/W, Mo/W, Mo/Rh, Rh/W, Rh/Cr, Cr/Cu, Cr/Au. Wykorzystując odpowiednią wielkość napięcia anodowego możemy wzbudzać promieniowanie rentgenowskie z jednego bądź drugiego materiału. I tak w przypadku anody Sc/Mo, kiedy operujemy dużym napięciem anodowym np. 100 kV, wzbudzamy w metodzie XRF linie widmowe (prążki) serii K<sup>20</sup> w molibdenie (Mo), podczas gdy przy niższym napięciu anodowym np. 40 kV wzbudzamy linie widmowe serii K w skandzie (Sc).

## Obudowa (bańka) lampy

Od wielu już lat produkowane są lampy rentgenowskie zarówno jako tradycyjne lampy szklane jak i metalowo-ceramiczne. I jedne i drugie mają zarówno zalety jak i wady. W obydwu przypadkach materiał użyty do budowy bańki służy nie tylko jako izolator, ale również ma za zadanie utrzymanie wytworzonej

<sup>19</sup> Pojemność (wydajność) cieplna anody, tj. maksymalna ilość energii (ciepła) jaka może się wydzielić w anodzie bez jej uszkodzenia, mierzona jednostkami cieplnych HU (*Heat Unit*). 1 kHU = 10<sup>3</sup> HU, 1MHU = 10<sup>6</sup> HU.

<sup>20</sup> Serią linii K przyjęto nazywać monoenergetyczne promieniowanie rentgenowskie, będące wynikiem przejścia elektronu z powłoki wyższej (bardziej oddalonej od jądra atomu) na powłokę K, tj. najbliższą jądra.

próżni. Powinien on dobrze łączyć się (w sposób szczelny) z metalową katodą (W) oraz anodą (najczęściej Cu) a także umożliwić wyprowadzenie promieniowania rentgenowskiego na zewnątrz poprzez specjalne okienko.

Szkło nadal pozostaje popularnym materiałem do budowy lamp rentgenowskich. Ma ono dobre własności izolacyjne i dobrze utrzymuje próżnię. Posiada względnie wysoką temperaturę topnienia i nieznacznie osłabia promieniowanie rentgenowskie. Dobrze opanowana jest też technologia jego przetwarzania. Do wad baniek szklanych należy zaliczyć przede wszystkim ich kruchość, słabą przewodność cieplną, ewentualne przeskoki iskry w próżni lub po powierzchni szkła powodują jego uszkodzenie. Pierwsze lampy (do 1930 r.) były wykonywane ze szkła zawierającego sól lub cer (tzw. miękkie szkło), w późniejszych lampach stosowano szkło bromo-krzemianowe (tzw. twarde szkło). Podczas używania lampy, jej szkło ulega zabarwieniu na kolor ciemniejszy, co jest wynikiem osadzania się parującego wolframu na wewnętrznej powierzchni ścianki.

Lampy metalowo-ceramiczne pojawiły się w użyciu w latach 60. ubiegłego wieku. Technologia wytwarzania tych lamp jest trudniejsza niż lamp szklanych. Lampy te używane są do celów specjalnych. Stosowana obecnie do budowy baniek ceramika tzw. *high-tech* gwarantuje wysoką wytrzymałość mechaniczną. Nawet wykonanie cienkich struktur czy ostrych krawędzi o wysokiej niezawodności jest w pełni realne. Przewodność cieplna ceramiki jest zbliżona do przewodności cieplnej stali. Chłodzenie ceramiki jest możliwe bez żadnych ograniczeń. Ceramika może być w dowolny sposób obrabiana, tj. szlifowana, cięta czy drążona; ryzyko powstawania pęknięć jest znacznie zminimalizowane poprzez użycie nowoczesnych technologii. Ewentualnie pojawiające się przeskoki iskry w większości przypadków nie powodują utraty integralności lampy. Metalowa bańka jest uziemiona i może być o znacznej grubości, osłabiając w ten sposób niepożądane (uboczne) promieniowanie rentgenowskie.

## Okienko lampy

Bardzo ważnym elementem każdej lampy rentgenowskiej jest jej okienko, przez które promieniowanie rentgenowskie wydostaje się

na zewnątrz. Okienko to pochłania część promieniowania powodując jednocześnie zmianę jego składu widmowego (większe pochłanianie ma miejsce dla niższych energii widma). W przypadku pracy z niskim napięciem (niskie energie promieniowania rentgenowskiego) należy stosować okienko z materiału o małym współczynniku absorpcji promieniowania rentgenowskiego. Dawniej stosowano w tym celu tzw. szkło Lindemanna<sup>21</sup>, a obecnie stosuje się beryl, z którego wykonuje się okienka o różnych grubościach ( $7\mu\text{m} \div 1\text{mm}$ ); najczęściej  $125\mu\text{m}$ . Po raz pierwszy beryl został wprowadzony do lamp rentgenowskich w latach 40. ubiegłego wieku przez firmę *General Electric*, a więc prawie 50 lat po odkryciu promieniowania rentgenowskiego. Beryl jako pierwiastek o liczbie atomowej  $Z=4$  i gęstości  $\rho=1,9\text{ g/cm}^3$  charakteryzuje się najmniejszym współczynnikiem absorpcji promieniowania rentgenowskiego; przepuszcza on promieniowanie np. 17 razy lepiej niż aluminium, czy 8 razy lepiej niż szkło Lindemanna. Stosowanie okienka berylowego ma sens w przypadku niskiego napięcia anodowego, tj. poniżej 150 kV, powyżej tego napięcia wystarczające jest okienko szklane.

W przypadku lamp szklanych, gdzie nie ma możliwości połączenia berylu bezpośrednio ze szkłem, okienko berylowe wmontowywane jest we wcześniej wstawiony w szkło kołnierz metalowy. Należy przy tym pamiętać, iż beryl jest metalem kruchym (należy zachować ostrożność przy cienkich okienkach) i toksycznym (unikaj bezpośredniego z nim kontaktu).

## Ognisko lampy

Ważnym parametrem charakteryzującym lampę rentgenowską jest efektywny wymiar ogniska lampy zwanego często ogniskiem optycznym. O wymiarze tego ogniska decyduje kształt i wymiar ogniska rzeczywistego. Ogniskiem rzeczywistym jest ta część powierzchni tarczy w anodzie, na którą pada strumień elektronów wychodzących z katody, a ogniskiem efektywnym jest przekrój wiązki promieni opuszczających anodę w płaszczyźnie prostopadłej do jej rozchodzenia. Wielkość (przekrój) wiązki elektronów jest określona przez: wielkość żarnika katody, konstrukcję czaszy skupiającej, położenie żarnika względem czaszy skupiającej.

<sup>21</sup> Szkło Lindemanna – szkło z dużą zawartością lekkich pierwiastków; Frederick A. Lindemann (1886-1957) fizyk angielski, późniejszy lord Cherwell – doradca naukowy premiera W. Churchilla.



Nieostrość uzyskiwanego obrazu rentgenowskiego czy to w zastosowaniach medycznych czy przemysłowych zależy bezpośrednio od wielkości ogniska optycznego – im ono jest mniejsze, tym nieostrość obrazu jest mniejsza. Stąd istnieje tendencja do zmniejszania wielkości ogniska optycznego. Oczywiście im mniejsze jest ognisko optyczne tym większe są problemy z odbiorem wydzielanego ciepła.

Jak już wcześniej wspomniano (przy omawianiu lamp otwartych, rozbiernych), osiągnięto duży postęp w konstruowaniu lamp o bardzo małych ogniskach tj. rzędu mikrometrów czy ostatnio nawet nanometrów. Lampy te są wykorzystywane przede wszystkim do uzyskiwania dużych powiększeń geometrycznych badanego obszaru. Lampy tego typu znajdują zastosowania nie tylko w badaniach naukowych, ale przede wszystkim służą w przemyśle do kontroli montażu elektronicznego. To w tego typu lampach stosuje się jako źródła elektronów  $\text{LaB}_6$  bądź emiterzy Schottky'ego. W przypadku użycia tradycyjnego źródła tj. spirali wolframowej uzyskanie ogniska o małych rozmiarach jest bardzo trudne z powodu przypadkowego rozkładu przestrzennego emitowanych elektronów. Bardzo istotnym parametrem jest stabilność położenia ogniska rzeczywistego. Zanim lampa osiągnie równowagę termiczną, ognisko promieniowania może wędrować po powierzchni anody na odległość do kilkuset  $\mu\text{m}$ . Wydzielane moce elektryczne są w tym przypadku niewielkie, rzędu pojedynczych watów.

## Lampy impulsowe

Znaczny postęp obserwuje się w przypadku lamp impulsowych pracujących w oparciu o emisję polową (zimną) elektronów. W tym przypadku elektrony są „wyrwane” z zimnej metalowej katody przy pomocy odpowiednio silnego zewnętrznego pola elektrycznego. Katoda w lampie impulsowej może mieć kształt pręta wolframowego o ostrym końcu bądź pierścienia wolframowego również o ostrej krawędzi wewnętrznej: promień krzywizny na końcu ostrza wynosi  $0,1 \div 1,0 \mu\text{m}$ . W pierwszym przypadku stosowana jest anoda transmisyjna – wykonana w formie płaskiej płytki, w drugim anoda odbiciowa wykonana w formie stożka (ostrza). Obie przedstawione powyżej lampy mają niewielkie wymiary w porównaniu z podobnymi lampami

do pracy ciągłej. Dla przykładu, dla lampy o napięciu szczytowym 320 kV długość jej wynosi tylko 130 mm. Jest tak dlatego, że w lampach do pracy impulsowej, izolatory mogą mieć znacznie mniejszą długość, ponieważ wysokie napięcie działa tu tylko przez czas około  $10^{-8}\text{s}$  lub mniej i jest to czas zbyt krótki, by mogło rozwinąć się wyładowanie wzdłuż izolacji. W lampach „klasycznych” właśnie długość izolacji determinuje wymiary lampy.

Należy również pamiętać o tym, iż widmo promieniowania lampy rentgenowskiej impulsowej różni się nieco od widma lampy pracującej statycznie – następuje bowiem przesunięcie maksimum widma w kierunku niższych energii (większych długości fali). Znaczący to, że przy tej samej mocy elektrycznej zdolność penetracji promieniowania z lampy impulsowej jest nieco mniejsza.

Ze względu na trudności konstrukcyjne związane z chłodzeniem lamp impulsowych, lampy te nie są przystosowane do pracy ciągłej i zwykle wymaga się by maksymalny czas pracy nie przekraczał kilku minut, ale jest to czas wystarczający do wykonania ekspozycji. Trwałość lampy impulsowej, a przede wszystkim iskiernika jest mocno ograniczona i wynosi zwykle  $10^5 \div 10^6$  impulsów. Na szczęście sama wymiana lampy w aparacie impulsowym nie nastręcza większych trudności.

## Lampy miniaturowe

Lampy miniaturowe zostały rozwinięte przez firmę *Physique & Industrie* dzięki użyciu izolacji ceramicznej. Przykład współczesnej mi-

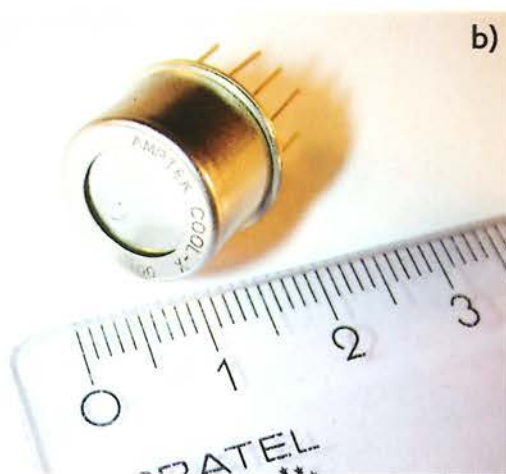
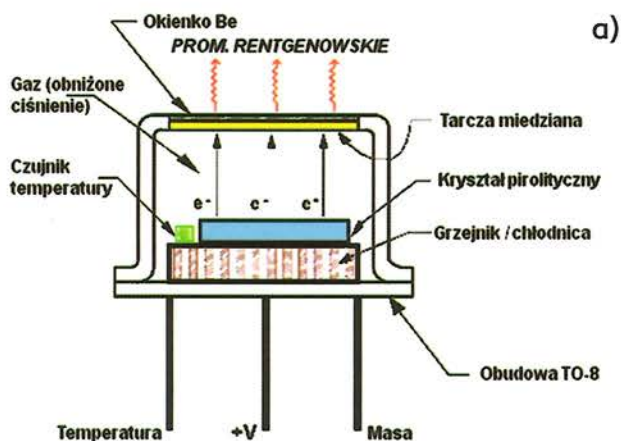


Rys. 7. Miniaturowa lampa firmy ThermoFischer Scientific stosowana do fluorescencji rentgenowskiej<sup>22</sup>

<sup>22</sup> Konstrukctorem tej lampy jest Polak dr Stanisław Piorek pracujący w firmie *ThermoFischer Scientific-USA*.

niaturowej lampy rentgenowskiej stosowanej m.in. w przenośnych analizatorach „Niton” firmy *Thermo Fischer Scientific* przedstawiono na Rys. 7. Jest to lampa z anodą transmisyjną ze srebra o grubości 1,5  $\mu\text{m}$ , która została napyłona bezpośrednio na okienko berylowe. Potencjał katody (tradycyjne włókno wolframowe) może osiągać 50 kV. Maksymalny prąd anodowy jest ograniczony do 100  $\mu\text{A}$ , moc wynosi 2 W. Ceramiczna obudowa (korpus) lampy jest wykonana z tlenku aluminium ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) w kształcie rurki o grubości 1 mm.

Innym nietypowym ale za to bardzo ciekawym sposobem wytwarzania promieniowania rentgenowskiego jest wykorzystanie zjawiska piroelektrycznego do emisji elektronów. Zjawisko piroelektryczne polega na powstawaniu ładunku elektrycznego na powierzchni próbki podczas jej ogrzewania lub ochładzania. Typowe materiały wykazujące efekt piroelektryczny należą do ferroelektryków, substancji



Rys. 8. Źródło promieniowania COOL-X firmy Amptek: a) zasada działania, b) wygląd źródła

o niezerowej polaryzacji spontanicznej. Przedstawione na Rys. 8 najmniejsze na świecie źródło promieniowania rentgenowskiego tzw. COOL-X amerykańskiej firmy *Amptek* oparte jest właśnie na wykorzystaniu zjawiska piroelektrycznego w kryształach tantalitu litu  $\text{LiTaO}_3$ . Kiedy kryształ piroelektryka zostanie podgrzany, górna powierzchnia kryształu uzyskuje polaryzację dodatnią i przyciąga elektrony z otaczającego ją gazu znajdującego się pod niskim ciśnieniem. Elektrony te uderzając o powierzchnię kryształu wytwarzają promieniowanie charakterystyczne tantalu (Ta) jak również promieniowanie hamowania (ciągłe). Z kolei, kiedy kryształ zostaje ochłodzony, wskutek zmienionej polaryzacji uwalniane elektrony z górnej powierzchni kryształu zostają przyspieszane w kierunku tarczy wykonanej z miedzi. W tym cyklu powstaje promieniowanie charakterystyczne miedzi (Cu) jak również promieniowanie hamowania. Cały cykl grzania i chłodzenia kryształu może być zmieniany w zakresie od 2 do 5 minut.

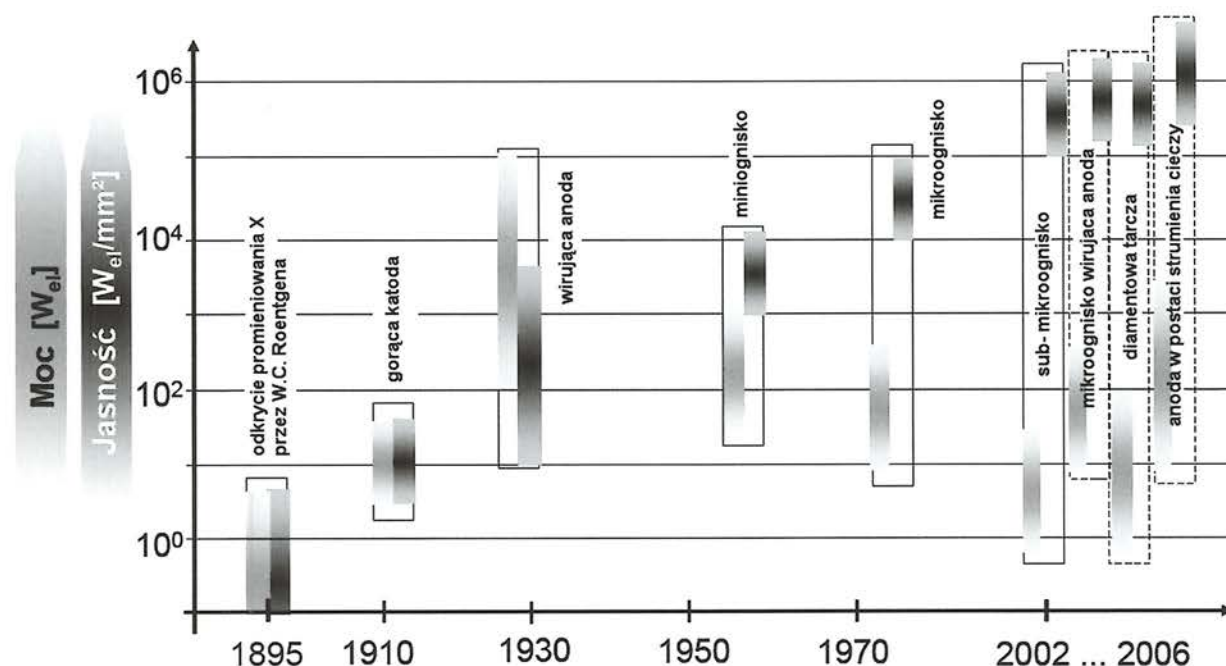
Źródło to o wymiarach 15 mm x 10 mm o mocy poniżej 300 mW dostarcza strumienia fotonów w ilości  $10^8/\text{s}$  (co jest równoważne aktywności źródła promieniotwórczego 2  $\text{mCi}^{23}$ ) o energii maksymalnej do 35 kV, przy czym zasilane jest z baterii 9V.

## Zakończenie

Dla źródeł promieniowania rentgenowskiego w praktyce rzadko określa się taki parametr, jak jasność czy luminacja. Poniżej, dla przypomnienia, zdefiniowano oba te pojęcia a na Rys. 9 przedstawiono postęp w osiąganiu coraz to większej jasności w powiązaniu z mocą elektryczną danego źródła. Jasność źródła (*brilliance*) zdefiniowana jest jako liczba fotonów o określonej energii emitowanych w jednostce czasu przez jednostkową powierzchnię źródła w jednostkowy kąt bryłowy (liczba fotonów/ $\text{s}\cdot\text{mm}^2\cdot\text{mrad}\cdot\text{eV}$ ). Luminację, jaskrawość źródła (*brightness*), definiujemy jako liczbę wszystkich fotonów emitowanych w dany kąt bryłowy w jednostce czasu (liczba fotonów/ $\text{s}\cdot\text{mrad}$ ).

Powyższy, z konieczności skrótowy przegląd samych tylko lamp rentgenowskich, pokazuje również szerokie możliwości wykorzystania promieniowania rentgenowskiego w naszym otoczeniu. Wymusza to produkcję coraz to lepszych,

<sup>23</sup> Curie – jednostka nielegalna, tj. spoza układu SI (stosowana np. w USA); 1 Ci =  $3,7 \times 10^{10}$  rozpadów/s = 37 GBq.



Rys. 9. Rozwój lamp rentgenowskich w ujęciu historycznym [5]

mniejszych i wydajniejszych źródeł promieniowania rentgenowskiego. Dzisiejsze aparaty rentgenowskie stosowane w medycynie (np. stomatologii) swoim wyglądem często przypominają kompaktowe aparaty fotograficzne, a urządzenia do analizy składu chemicznego mieszczą się w dłoni człowieka. Promieniowanie rentgenowskie pojawia się coraz częściej w miejscach, w których najmniej byśmy się go spodziewali. To już nie tylko zastosowania wymienione we wstępie publikacji, ale to także kontrola różnego rodzaju produktów np. żywnościowych (w piekarni, przy produkcji serów czy lodów) w zakładach jubilerskich, punktach skupu złomu, urządzeniach pocztowych czy w budynkach sądu.

Badania rentgenowskie, dotychczas możliwe tylko w warunkach laboratoryjnych (np. dyfrakcja rentgenowska), „wychodzą” z laboratoriów bezpośrednio na obiekty przemysłowe (często w warunkach polowych), czego przykładem może być chociażby pomiar naprężeń w rurociągach. Promieniowanie rentgenowskie, które w swojej początkowej karierze przyczyniło się do poznania struktury materii, wniosło też olbrzymi wkład do rozwoju nauk nie tylko fizycznych, ale też medycznych i technicznych. Stało się ono nie tylko niezawodnym strażnikiem naszego zdrowia lecz także i bezpieczeństwa.

Na zakończenie warto również przytoczyć polski akcent w dziedzinie budowy aparatury rentgenowskiej. Polska nigdy nie była produ-

centem samych tylko lamp rentgenowskich, produkuje natomiast medyczne aparaty rentgenowskie w Fabryce Aparatury Rentgenowskiej i Urzędzeń Medycznych „Farum S.A.” w Warszawie. Niemniej zdarzało się, iż w ubiegłych latach wykonywano na potrzeby nauki pojedyncze egzemplarze lamp rentgenowskich w dawnych Zakładach Lamina w Piasecznie. Obecnie, w Instytucie Problemów Jądrowych wytwarzana jest tzw. igła fotonowa do brachyterapii, która jest niczym innym jak lampą rentgenowską z wydłużoną anodą.

Na uwagę zasługuje również fakt, iż polska firma Prevac Sp. z o.o. (Rogów k/Wodzisławia), specjalizująca się w produkcji unikalnej aparatury do techniki próżniowej, należy do nielicznych na świecie producentów rozbieralnych lamp rentgenowskich stosowanych w badaniach XPS.

Niezależnie od powyższego warto wspomnieć o trzech polskich patentach dotyczących lamp rentgenowskich, a to:

- 1) „Rentgenowska lampa rozbieralna do analizy spektralnej i strukturalnej” 1954 r., Zbigniew Bojarski i Zbigniew Ziolkowski (Instytut Metalurgii Żelaza w Gliwicach),
- 2) „Miniaturowa lampa rentgenowska” 1980, Wiesław Zaraska, Antoni Starzec, Jacek Miłoś, (AGH w Krakowie),
- 3) „Lampa rentgenowska małej mocy” 1983 r., Jerzy Massalski, Wiesław Zaraska (AGH w Krakowie).



Rys.10. Kolekcja lamp rentgenowskich autora artykułu

Autor artykułu pragnie w tym miejscu wyrazić podziękowanie wszystkim ofiarodawcom lamp rentgenowskich a także tym wszystkim, którzy swoją życzliwością wspierali ideę tworzenia kolekcji lamp rentgenowskich. Zdjęcia, przedstawione na Rys. 4, 7, 8 i 10, wykonał Krzysztof Besztak.

#### Literatura:

1. Besztak K. „Impulsowe aparaty rentgenowskie” – Krajowa Konferencja Badań Radiograficznych – „Jedlnia - 2007”
2. Jezierski G. „Lampy rentgenowskie – kierunki rozwoju” - Krajowa Konferencja Badań Radiograficznych „Popów-2008”
3. Materiały informacyjne z firm produkujących lampy rentgenowskie.
4. Senczyk D. „Impulsowa defektoskopia rentgenowska”, Wydawnictwo Politechniki Poznańskiej, Poznań, 2003 r.
5. T. Tuohimaa – „Liquid-Jet-Target Microfocus X-Ray Sources: Elektron Guns, Optics and Phase-Contrast Imaging” – praca doktorska – Royal Institute of Technology, Stockholm, Szwecja 2008
6. <http://www.emory.edu/X-RAYS/century.htm>
7. <http://health.siemens.com/med/rv/toolbox/pdf/generation.pdf>
8. <http://health.siemens.com/med/rv/toolbox/pdf/tubes.pdf>
9. <http://health.siemens.com/med/rv/toolbox/pdf/generators.pdf>
10. <http://www.celnav.de/hv/xrays.pdf>
11. <http://www.e-radiography.net/history/general.htm>

# Dlaczego kwantowanie grawitacji może interesować filozofa?

Wojciech P. Grygiel

Wydział Filozoficzny UPJPII Centrum Kopernika Badań Interdyscyplinarnych Kraków

*Streszczenie:* Współczesne prace nad stworzeniem teorii grawitacji kwantowej, stanowiącej unifikację mechaniki kwantowej oraz ogólnej teorii względności, prowokują wiele pytań natury filozoficznej, dotyczących transformacji obrazu świata, jaki wyłania się po przekroczeniu poziomu Plancka. Znacznemu przekształceniu a wręcz zanegowaniu ulegają wykształcone w poznaniu potocznym pojęcia czasu, przestrzeni, przyczynowości, materii etc. Powszechnie uważa się, iż po uwzględnieniu zjawisk kwantowych czasoprzestrzeń reprezentowana w ogólnej teorii względności przez gładką różniczkowość z metryką Lorentza może przyjąć charakter dyskretny (np. pętlowa grawitacja kwantowa). Nie jest jednak wykluczone, że czasoprzestrzeń wyłoni się na skutek złamania symetrii w bardziej fundamentalnej strukturze (np. geometrie nieprzemienne lub teoria twistorów). Sformułowanie opisu własności rzeczywistości fizycznej poniżej poziomu Plancka pozwoli na zrozumienie bardzo wczesnych etapów historii Wszechświata a także dostarczy wyjaśnienia jego specyfiki, dając w ten sposób materiał do intrygującej refleksji filozoficznej.

---

## Why quantizing gravity is of interest for a philosopher?

*Abstract:* The contemporary efforts to formulate the theory of quantum gravity that unifies quantum mechanics and the general theory of relativity provoke a number of philosophical questions. These questions involve the substantial change of the world's picture at the Planck scale. In particular, such well established common sense notions as time, space, causality and matter are expected to undergo a fundamental transformation and may be entirely eliminated. It is commonly maintained that after the quantum effects have been taken into account, the spacetime of the general theory of relativity represented by a smooth manifold with the Lorentzian metric may assume a discrete structure (e.g., loop quantum gravity). It is not excluded, however, that the spacetime will emerge from a more primitive structure (e.g., non-commutative geometries, twistor theory). The formulation of a physical description of the Planck level will facilitate the deeper understanding of the earliest history of the Universe and its specificity thus providing material for an intriguing philosophical reflection.

---

Gdyby wśród szacownego gremium filozoficznego przeprowadzić ankietę, co oznacza termin kwantowanie grawitacji, respondenci niewątpliwie wzruszyliby ramionami twierdząc, iż coś, co brzmi jak „twarda” fizyka, z pewnością nie stanowi przedmiotu ich dociekań. Rzecz się przecież ma wręcz tak, jak postawienie etnografowi pytania z biologii molekularnej. Odseparowawszy się od filozofii, wiele dziedzin współczesnej nauki wykształciło swoją własną metodę i własną wyspecjalizowaną bazę pojęciową, w rezultacie czego nawet tak z pozoru pokrewne nauki, jak fizyka i chemia, mogą mieć dziś poważne problemy ze znalezieniem wspólnej płaszczyzny naukowego dyskursu. Przykładowo, nawet badacze uprawiający *chemię fizyczną* i *fizykę chemiczną* uważają te dwie dyscypliny za odrębne obszary dociekań naukowych, choć granice podziałów przebiegają tutaj niezwykle blisko. W samej filozofii natomiast, szczególnie wśród filozofów współcześnie uprawiających ją w tak zwanym *klasycznym* paradygmacie (cokolwiek termin ten miałby oznaczać), utrwaliło się bardzo silne przekonanie o wyższości filozofii (ściśle biorąc metafizyki) nad fizyką z tej racji, iż metafizyka bada przyczyny ostateczne wszystkich rzeczy (łac. *causae ultimae*) oraz ich istnienia, natomiast ogólnie rozumiane nauki przyrodnicze zajmują się jedynie przyczynami bezpośrednimi (łac. *causae proximae*), co jedynie w największym przybliżeniu utożsamia można z prawami przyrody. Stanowisko takie pomija jednak istotne zależności pojęciowe, jakie występują pomiędzy fizyką i metafizyką, wynikające z faktu, iż metafizyka w ujęciu arystotelesowskim (bo o takiej jest najczęściej mowa) nie zrodziła się na bazie apriorycznych założeń, ale została wyprowadzona w wyniku abstrakcji odpowiednich własności świata fizyki, rozumianej oczywiście w duchu Arystotelesa. Skoro więc fizyka współczesna stosunkowo niewiele czerpie z tradycji arystotelesowskiej, trudno wymagać, aby była „posłuszna” jakimkolwiek obcemu pojęciowo systemowi, a zwłaszcza takiemu, który deprecjonował eksperyment oraz jego matematyczny opis na rzecz ogólnych, jakościowych wyjaśnień.

Filozoficzna doniosłość kwantowania grawitacji może być doceniona w momencie, gdy uwzględnimy wzajemne relacje pojęciowe fizyki oraz filozofii a także sam fakt, iż współczesna fizyka za przedmiot swoich badań uważa te pojęcia, które nurtowały filozofów od samego początku racjonalnej refleksji. Mowa tutaj jest przede wszystkim o takich pojęciach,

jak czas, przestrzeń, przyczynowość, materia oraz wiele innych. Snucie filozoficznych dywagacji w kontekście kwantowania grawitacji ma ten mankament, iż w przeciwieństwie do swoich składowych, posiadających precyzyjnie zdefiniowane struktury matematyczne oraz dobrą bazę empiryczną, teoria kwantowej grawitacji nie dysponuje żadnym gotowym formalizmem, umożliwiającym odpowiedzialne stawianie i rozstrzyganie metateoretycznych problemów. O tym jednak, iż dyskusja sięga o wiele dalej, niż testowanie zasady korespondencji, można przekonać się po coraz częstszych opracowaniach filozoficznych debat wokół kwantowania grawitacji, podejmowanych przez czołowych naukowców tak ze świata fizyki, jak i filozofii<sup>1</sup>.

Skoro teoria kwantowej grawitacji ma być unifikacją mechaniki kwantowej (kwantowej teorii pola) i ogólnej teorii względności, to za podejmowaniem tak ogromnego wysiłku intelektualnego muszą stać jakieś istotne racje. I są to racje, jak się okazuje, na wskroś filozoficzne. Łącząc one w sobie przekonanie wielu fizyków (m. in. Alberta Einsteina) o jedności świata przyrody na jej najbardziej podstawowym poziomie. Zgodnie z takim stanowiskiem poziomem tym rządzi zestaw praw fundamentalnych<sup>2</sup>. Poprawnie dokonujący się postęp fizyki powinien więc odzwierciedlać tego typu metafizyczne przesłanki, ujawniając kolejne etapy unifikowania się stopniowo odkrywanych praw przyrody. Sytuacja taka miała miejsce do tej pory tak po stronie kwantowej teorii pola jak też i ogólnej teorii względności. W kontekście wypracowanego na gruncie mechaniki kwantowej oraz szczególnej teorii względności *standardowego modelu cząstek elementarnych* doszło do zunifikowania trzech oddziaływań: elektromagnetycznego, jądrowego silnego oraz jądrowego słabego. Ogólna teoria względności, biorąc swoje początki z unifikacji grawitacji i przyspieszenia oraz z dążenia Einsteina do uniezależnienia opisu matematycznego od wyboru układu współrzędnych, oferuje dziś precyzyjny model globalnej struktury czasoprzestrzeni w postaci gładkiej rozmaitości z metryką Lorentza.

Filozoficzną doniosłość posiada również fakt, że wspomniane powyżej teorie opisują dwa zupełnie odmienne obszary rzeczywistości: mechanika kwantowa jest teorią mikroświata (cząstek elementarnych i atomów), natomiast ogólna teoria względności traktuje zjawiska makroskopowe o globalnym zasięgu w skali całego Wszechświata. Pomimo, iż teorie te

<sup>1</sup> C. Callender, N. Nuggett, *Physics Meets Philosophy at the Planck Scale: Contemporary Theories in Quantum Gravity*, Cambridge: Cambridge University Press 2001.

<sup>2</sup> L. Sokołowski, A. Staruszkiewicz, "Myśl czysta pojmuje rzeczywistość..." O filozofii fizyki Alberta Einsteina (I), *Przegląd Powszechny* (2) 1987, ss. 176- 186.

doskonale funkcjonują na odpowiadających im poziomach rzeczywistości i wykorzystują bardzo odmienne i *de facto* zupełnie niekompatybilne ze sobą struktury matematyczne, przekonanie o jedności świata przyrody każe jednak poszukiwać matematycznej struktury, która obydwie te teorie pozwoliłaby zunifikować. Co więcej, słusznym także wydaje się być przeświadczenie, iż skoro poziom kwantowy jest poziomem mikro, to poziom klasyczny, gdzie rządzi ogólna teoria względności, powinien być poziomem emergentnym w stosunku do kwantowego. Stąd nie trudno już o postulat, iż oddziaływanie grawitacyjne musi być również zakodowane w fundamentalnych prawach fizyki. Zunifikowana teoria powinna być również teorią oddziaływania grawitacyjnego, ukazując istotę tego oddziaływania przy odpowiednio zadeklarowanych parametrach fizycznych.

Kolejnym, metodologicznie interesującym aspektem współczesnych prac nad grawitacją kwantową jest fakt, iż porusza się ona *de facto* po obrzeżach kanonizowanej przez fizykę (ale i też inne nauki przyrodnicze) metody, której niezbywalny element stanowi empiryczna weryfikacja proponowanych rozstrzygnięć teoretycznych. W tej kwestii wskazać należy dwa problemy. Po pierwsze, w przeciwieństwie do sytuacji, jaka przykładowo miała miejsce przy powstawaniu teorii kwantów, kiedy dane empiryczne nie uzyskiwały wyjaśnień w kontekście modeli klasycznych (np. promieniowanie ciała doskonale czarnego), w dniu dzisiejszym fizycy nie dysponują danymi empirycznymi, wymagającymi nowych, teoretycznych poszukiwań. Innymi słowy, nie obserwuje się dziś eksperymentalnie zjawisk, za które odpowiedzialne mogłyby być zjawiska kwantowo-grawitacyjne. Sytuacja ma się wręcz przeciwnie. Wykorzystanie przez Stephena Hawkinga metod *semiklasycznych* do kwantowania grawitacji prowadzi do hipotezy promieniowania czarnych dziur, niewykrywalnego jednak za pomocą żadnych współcześnie dostępnych technik pomiarowych. Warto w tym momencie nadmienić, iż z takim przypadkiem eksperymentalnego niedookreślenia boryka się także wspomniany już standardowy model cząstek elementarnych, w ramach którego postuluje się niewykryty do dziś bozon Higgsa. Kwestia bozonu Higgsa wskazuje równocześnie na zasygnalizowany powyżej drugi metodologiczny problem kwantowania grawitacji. Z prostych obliczeń wynika bowiem, iż zjawiska kwantowo-grawitacyjne, mające ujawnić się poniżej tzw. poziomu Plancka, wymagają niezwykle wysokich

energii ( $10^{19}$  GeV), podczas gdy zderzacz cząstek w CERN-ie jest zdolny przyspieszać cząstki jedynie do energii  $10^4$  GeV. Na dziś dzień panuje wszechobecny (i chyba uzasadniony) pesymizm, czy nakłady finansowe pozwolą pokonać niebagatelną różnicę piętnastu rzędów wielkości pomiędzy tymi wartościami. Czy oznacza to więc, iż kwantowanie grawitacji pozostanie jedynie domeną spójności matematycznej oraz założeń metafizycznych? Czy może antidotum na tego typu potyczki współczesnej fizyki okaże się rozdmuchana metafizyka wieloświatów, w kontekście której weryfikowalność empiryczną zastępuje się apriorycznym przekonaniem, iż każda niesprzeczna matematycznie teoria realizuje się w jednym z milionów współistniejących wszechświatów<sup>3</sup>. Po co więc gorączkowo szukać empirycznych potwierdzeń, skoro każda teoria bada jakiś realnie istniejący wszechświat?

Powszechnie uważa się, że przyszła teoria kwantowej grawitacji dostarczy fizycznego opisu rzeczywistości poniżej poziomu Plancka, przez co powstaje naturalne pytanie o kształt czasoprzestrzeni w tym szczególnym obszarze. Nie jest wcale powiedziane, iż model w postaci gładkiej rozmaitości z metryką Lorentza zostanie utrzymany (choć tak przykładowo optuje Stephen Hawking). Unifikacja obydwu teorii nasuwa skądinąd słuszne przypuszczenie, iż na poziomie Plancka czasoprzestrzeń może ujawnić strukturę kwantową (dyskretną). Oznaczałoby to więc, iż na tym fundamentalnym poziomie czasoprzestrzeń traci swój ciągły (i intuicyjnie oczywisty) charakter i składa się z niepodzielnych atomów. O tym, że taka sytuacja w istocie może mieć miejsce, bardzo sugestywnie przekonuje Lee Smolin, jeden z współtwórców pętlowej grawitacji kwantowej (ang. *loop quantum gravity*). Zwraca on bowiem uwagę na interesującą paralelę, w której centrum stoi termodynamika<sup>4</sup>. Wyprowadzenie praw termodynamiki w oparciu o statystyczną analizę ruchu dużego zespołu cząstek, podporządkowanych prawom mechaniki newtonowskiej, uświadomiło badaczom, iż sens takich makroskopowych pojęć jak temperatura i entropia wyjaśnić można przy założeniu drobinowej struktury rzeczywistości na jej fundamentalnym poziomie. W analogiczny sposób potraktować można zjawisko promieniowania ciała doskonale czarnego, którego makroskopowa charakterystyka (widmo) daje się uzasadnić przy założeniu dyskretnego (kwantowego) rozkładu poziomów energetycznych termicznie wzbudzonych oscylatorów. Smolin proponuje

<sup>3</sup> Zob. np. R. Bosso, J. Polchinski, *Krajobraz teorii strun*, Świat nauki, Październik 2004, ss. 59-67.

<sup>4</sup> L. Smolin, *Trzy drogi do kwantowej grawitacji*, Warszawa: Wydawnictwo Cis 2001, ss. 115-123.

przenieść to rozumowanie do analizy zapostulowanego przez Stephena Hawkinga kwantowo-grawitacyjnego zjawiska *temperatury i entropii* czarnych dziur. W myśl powyższej analogii miałyby to sugerować dyskretny charakter czasoprzestrzeni na poziomie Plancka, do opisu którego stosuje się wspomniana teoria pętłowej grawitacji kwantowej. Innymi słowy, na poziomie mikroświata istnieje minimalna objętość taka, że, jak pisze Smolin: „w naparstku zmieściłoby się  $10^{99}$  takich objętości”<sup>5</sup>.

Sformułowanie teorii, opisującej własności czasoprzestrzeni na poziomie Plancka, gdzie oczekuje się pojawienia zjawisk kwantowo-grawitacyjnych, pozwoli na spenetrowanie obszaru rzeczywistości, do którego nie sięgają dostępne obecnie metody fizyki. Wiąże się to bowiem z istnieniem *osobliwości*, będących, jak to wykazali Roger Penrose i Stephen Hawking, naturalnym elementem *globalnej* struktury czasoprzestrzeni w ogólnej teorii względności<sup>6</sup>. Teoria kwantowej grawitacji będzie posiadała ogromne znaczenie dla dalszego rozwoju kosmologii, ponieważ pozwoli zrozumieć bardzo wczesne etapy rozwoju Wszechświata, ale przede wszystkim dostarczy wyjaśnienia warunków początkowych powstania Wszechświata, dzięki którym uzyskał on tak daleko idącą specyfikę, jaką obserwujemy dzisiaj, i która ostatecznie pozwoliła na ewolucyjne wyłonienie się człowieka. Filozoficzną doniosłość tego typu zagadnień trudno przecenić. Nie oznacza to jednak, iż pojawiające się już współcześnie programy kwantowania grawitacji nie sygnalizują hipotetycznych modeli rzeczywistości poniżej poziomu Plancka. Choć czyni to niewątpliwie wspomniana w powyższym akapicie pętłowa grawitacja kwantowa, na szczególną uwagę w opisie tego poziomu czyni program kwantowania grawitacji przy użyciu wysoce abstrakcyjnej struktury matematycznej, jaką stanowią geometrie nieprzemienne<sup>7</sup>. Z czysto intuicyjnego punktu widzenia, geometrie nieprzemienne łączą w sobie cechy struktur matematycznych teorii względności i mechaniki kwantowej, a mianowicie geometryczności oraz nieprzemienności. W perspektywie tego nowatorskiego jeszcze dziś podejścia można przypuszczać, iż „w erze przedplanckowskiej panował

reżim nieprzemienności”<sup>8</sup>. Reżim ten implikuje fundamentalną własność rzeczywistości fizycznej, jaką jest *nielokalność*. W takich warunkach tracą swój sens wszystkie pojęcia o charakterze lokalnym, czyli *punkty* oraz *otoczenia*, a podstawę opisu fizycznego stanowią pojęcia *globalne* takie, jak przykładowo pojęcie *stanu*. W konsekwencji nie można mówić o istnieniu pojęć *czasu* i *przestrzeni*, kluczowych dla poznania potocznego jak i praktycznie dla całości fizyki klasycznej. W tak abstrakcyjnym ujęciu ukazuje się niewątpliwie prawdziwe piękno fizyki teoretycznej, która odśladania najgłębsze tajemnicy przyrody angażując w to jednak schematy pojęciowe, drastycznie odbiegające od ukształtowanych przez szereg stuleci zdroworozsądkowych kategorii poznawczych. W końcu może uda się wyrzeć przed wielki wybuch...<sup>9</sup>

Przechodząc obecnie do bardziej technicznych aspektów kwantowania grawitacji, które posiadają również swój wydźwięk filozoficzny, warto zwrócić uwagę na oczywistą *niekompatybilność* struktur czasoprzestrzeni, postulowanych przez teorie składowe czyli kwantową teorię pola oraz ogólną teorię względności<sup>10</sup>. Skoro obydwie teorie są dobrze potwierdzone eksperymentalnie to można przypuszczać, iż postulowane przez ich formalizmy dobrze modelują odpowiadające im struktury czasoprzestrzeni. Niekompatybilność ta wynika z faktu, iż w równaniu pola Einsteina zapisanym jako:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} = \kappa T_{\mu\nu}(g)$$

lewa strona równania opisuje krzywiznę czasoprzestrzeni przy użyciu tensora Ricciego  $R$ , natomiast prawa strona opisuje materię w postaci tensora pędów i energii  $T$ , która to z kolei materia, ze względu na swoją strukturę oraz oddziaływania, podlega standardowemu modelowi cząstek elementarnych. Centralną częścią składową tego modelu jest kwantowa teoria pola. Problem tkwi w tym, iż w ogólnej teorii względności rozkład materii określa krzywiznę czasoprzestrzeni, przez co czasoprzestrzeń nie posiada żadnej z góry ustalonej geometrii. Ponieważ sama geometria podlega dynamice, wynikającej z równania Einsteina, ogólna teoria względności nosi miano

<sup>5</sup> L. Smolin, *op. cit.*, s. 127.

<sup>6</sup> S. W. Hawking, G. F. R. Ellis, *The Large Scale Structure of Space-Time*. Cambridge: Cambridge University Press 1973.

<sup>7</sup> Poglądowe wprowadzenie do geometrii nieprzemiennych można znaleźć w: M. Heller, *Początek jest wszędzie*, Warszawa: Prószyński i S-ka 2001.

<sup>8</sup> M. Heller, *Początek jest wszędzie*, s. 107.

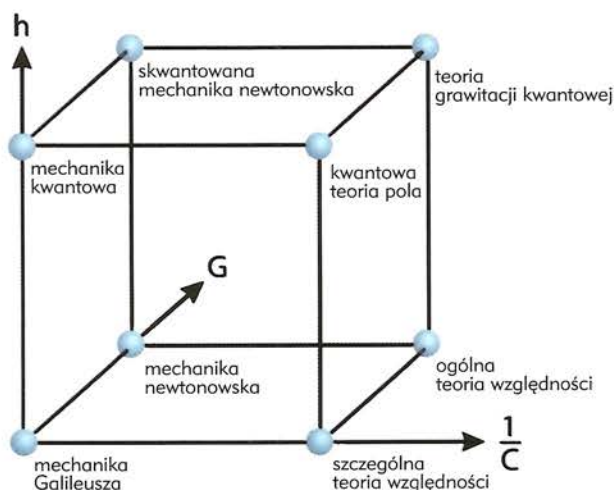
<sup>9</sup> Możliwości takie zdaje się oferować zaproponowana przez Rogera Penrose'a *konformalna kosmologia cykliczna* (ang. *conformal cyclic cosmology*, w skrócie CCC), szerzej opisana w: R. Penrose, *Causality, quantum theory and cosmology*, w: S. Maid (red.), *On Space and Time*, Cambridge: Cambridge University Press 2008, ss. 141-195.

<sup>10</sup> Szczegółową dyskusję tego zagadnienia przedstawia Carlo Rovelli w: C. Rovelli, *Quantum spacetime: what do we know?*, w: C. Callender, N. Nuggett, *Physics Meets Philosophy at the Planck Scale: Contemporary Theories in Quantum Gravity*, ss. 101-122.



teorii niezależnej od tła (ang. *background independent*). Natomiast kwantowa teoria pola opisuje dynamikę cząstek elementarnych przy założeniu „zamrożonej” płaskiej czasoprzestrzeni Minkowskiego, co automatycznie czyni ją teorią zależną od tła (ang. *background dependent*). Nie ulega wątpliwości, iż obydwie teorie implikują zdecydowanie odmienne ontologie czasoprzestrzeni, wskutek czego programy kwantowania grawitacji borykają się z trudnością uwzględnienia zjawisk kwantowych w dynamicznej czasoprzestrzeni ogólnej teorii względności. Skwantowane pole grawitacyjne musi być jednocześnie „sceną” i „aktorem”. Z filozoficznego punktu widzenia niezwykle ciekawym jest w tym kontekście pytanie o to, jak wzbogacić istniejącą dotychczas bazę pojęciową, aby tego typu ontologiczne „fuzje” stały się możliwe, dostarczając w ten sposób modeli znacznie szerszych obszarów rzeczywistości fizycznej.

Podając się obecnie końcowej refleksji, która z racji poglądowego charakteru całości artykułu może mieć jedynie retoryczny charakter, warto powołać się na ciekawą wizualizację procesu konstruowania teorii grawitacji kwantowej. Jest to tak zwany sześciąt Bronsteina, którego krawędzie odpowiadają trzem fundamentalnym stałym fizycznym: stałej Plancka  $h$ , stałej grawitacyjnej  $G$  oraz odwrotności prędkości światła  $c^{11}$ .



Każda z tych stałych oznacza „uruchomienie” w konstruowanym formalizmie odnośnych zjawisk: kwantowego, grawitacyjnego oraz relatywistycznego.

Niebezpieczeństwo dosłownego traktowania takiej wizualizacji polega jednak na tym, że umieszczona w jednym z wierzchołków teoria grawitacji kwantowej, kumulująca w sobie wszystkie trzy składowe, może sprawiać wrażenie, iż jej pełne sformułowanie równoważne będzie powstaniu teorii wszystkiego przez co fizyka wypowie w ten sposób swoje ostateczne słowo. O tym, że sytuacja współczesnej fizyki daleka jest od tak optymistycznego obrazu świadczy drobny, ale interesujący wniosek, płynący z uważniejszej analizy sześciąt Bronsteina. Panuje dzisiaj bowiem powszechne przekonanie, iż dwoma wiodącymi programami kwantowania grawitacji są wspomniana już teoria pętlowej kwantowej grawitacji oraz teoria superstrun. W kontekście sześciąt Bronsteina, różnica między tymi programami polega na różnej kolejności „uruchamiania” poszczególnych stałych w procesie unifikacji. Zupełnie naturalne jest więc, iż w schemacie pętlowej grawitacji kwantowej, wykreowanym przez środowisko relatywistów, bezpośrednio próbuje kwantować się czasoprzestrzeń ogólnej teorii względności. Na sześciacie odpowiada to sekwencji stałych:  $c \rightarrow G \rightarrow h$ . Natomiast program teorii superstrun, faworyzowany przez fizyków oddziaływań i cząstek elementarnych, podejmuje wysiłki zunifikowania oddziaływania grawitacyjnego z pozostałymi trzema rodzajami oddziaływań elementarnych, opisywanych przez model standardowy. Odnośna sekwencja stałych przyjmuje w tym przypadku postać:  $h \rightarrow c \rightarrow G$ . Pojawia się więc tutaj swoisty problem nieprzemienności, gdyż zmiana kolejności uwzględniania stałych prowadzi do dwóch zupełnie różnych od siebie formalizmów, których ewentualnej równoważności na dzień dzisiejszy nie sposób jest oszacować. Podchodząc do kwestii w maksymalnym (i może zupełnie nieuzasadnionym) uproszczeniu, można by zapytać dlaczego nie wyłoniły się programy kwantowania grawitacji, wynikające z pozostałych czterech permutacji trzech fundamentalnych stałych fizycznych? Może należy przyjąć ich liniową kombinację? A może, zgodnie z postulatami zwolenników geometrii nieprzemiennych, aparat matematyczny współczesnej fizyki jest zbyt ubogi na to, by stać się podstawą do unifikacji mechaniki kwantowej i ogólnej teorii względności? Potrzeba więc nowej bazy pojęciowej, a to jest niewątpliwie zadanie filozofa.

<sup>11</sup> Zob. np. J. Stachel, *Development of the Concepts of Space, Time and Space-Time from Newton to Einstein*, w: A. Ashtekar (red.), *100 Years of Relativity. Space-Time Structure: Einstein and Beyond*, Singapore: World Scientific 2005, ss. 3-35.

# Z wizytą u Marszałka<sup>1</sup>

Lidia Smentek

Department of Chemistry, Vanderbilt University, Nashville, TN 37 235, USA

*Streszczenie:* Jest to osobiste wspomnienie z wizyty w Belwederze 9 czerwca 2010, w czasie której wręczone zostały nominacje profesorskie. Było to historyczne wydarzenie, ponieważ nominacje zostały podpisane w grudniu 2009 przez Prezydenta L. Kaczyńskiego, a wręczone zostały przez pełniącego wtedy obowiązki Prezydenta, Marszałka Sejmu B. Komorowskiego.

## The visit with the Marshal

*Abstract:* This is a personal story about the visit in Belvedere, Warsaw, where on June 9<sup>th</sup>, 2010, the titled professorships were presented to a group of scientists. This was a historical event, since Acting President at that time, Speaker of the Sejm, B. Komorowski, presented the nominations approved by the late President L. Kaczyński in December 2009.

Środa, 9 czerwca 2010 roku, dzień tradycyjnych *środkowych herbatek* u Marszałka Józefa Piłsudskiego. Nikogo nie ma w domu, mimo, że dostałam zaproszenie... nie ma flagi na mojej fotografii Belwederu i nawet nie wiem, czy powiewała, czy tylko została obcięta ograniczonym zakresem widzialności obiektywu mojego aparatu fotograficznego; niezależnie od tego - i tak Belweder jest pusty. Marszałek Piłsudski spoczywa na Wawelu, a tuż obok jego krypty – sarkofag urzędującego do niedawna Prezydenta Lecha Kaczyńskiego...

Zamarte komnaty, długie hole biegnące nie wiadomo dokąd i w narożnym salonie samotnie stojący ulubiony stół Marszałka z kozetką, na

której lubił siadać i podpisywać ważne dokumenty; w tym samym miejscu stało łóżko śmierci, kiedy wybijała ostatnia godzina jego życia. Tylko bogata kolekcja pamiątek w belwederskim muzeum w podziemiach dokumentuje okres, w którym mieszkał tutaj Marszałek, bo pałac belwederski był faktycznie oficjalnym i rzeczywistym miejscem zamieszkania całej rodziny Marszałka. Jak wyglądało życie na tych salonach? Trudno teraz sobie wyobrazić jak mogły się czuć jego dwie córki, mieszkając w tych historycznych pomieszczeniach.

Było to miejsce poważne i pełne dostojęstwa, żyjące życiem zwykłym i naturalnym, rodzinnym, spokojnym i upływającym w zadumie



Belweder



Taras; w tle Łazienki

<sup>1</sup> Artykuł uprzednio opublikowany w *Głosie Uczelni (UMK)*, 7/8 (2010).



Pusta komnata

Pusty korytarz

Ulubione miejsce marszałka

i ciszy. Sześć komnat na parterze było przeznaczonych na prywatne mieszkanie Marszałka i jego rodziny. Tylko kilka razy do roku pałac tętnił pełnią gwarne gościa i do takich okazji należały właśnie słynne śródkowe herbatki, całkowicie organizowane przez Panią Marszałkową zapraszającą około trzystu osób. Po tych ożywionych spotkaniach, trwających około dwóch godzin, pałac przyjmował swoje zwykłe, codzienne oblicze. M. Lepecki w książce *Pamiętnik Adiutanta Marszałka Piłsudskiego* (Warszawa, 1987) pisze: „Światła w wielkich salonach gasły, echa śmiechów i rozmów ulatniały się przez otwarte okna ku pustemu parkowi... Po wielkich komnatkach rozpoczynały swoje przechadzki duchy i cienie. A duchy były tam różne: małe nieszkodliwe skrzaty, biegające i potracające sprzęty; jakieś ciężkie olbrzymy, których stąpania głucho dzwięczały po dębowych parkietach; to znowu zjawia w powłóczystej szacie – ponoć dusza męki czyszczonej znoszącej Księżny Łowickiej – unosiła się lekko po tak dobrze jej znanych za życia miejscach; czasem rozlegał się jęk – może echo błąkających się dotychczas w podziemiach skarg majora Łukasieńskiego...”

Wyjątkowym miejscem w Belwederze jest Kaplica w podziemiach – dzieło Prezydenta Lecha Wałęsy. Zwłaszcza tutaj panuje specjalna atmo-

sfera, jakby odtwarzająca żalobę niedawnego pogrzebu Prezydenta Kaczorowskiego. Krzesła są puste, ale pedantycznie ustawione w rzędach, jakby czekały na kogoś ważnego. Czuje się obecność historycznej przeszłości, a sama kaplica sprawia głębokie wrażenie swoją prostotą, czystością stylu i wyraźnymi, choć delikatnie zaznaczonymi, przesłaniami: krzyż splątany jak polska historia i narodowy los, i zaduma wyptywająca ze spokoju twarzy modlącego się Naszego Ojca Świętego; a nad wszystkim czuwa Matka Boska Częstochowska, Królowa.

Fotografie eksponowane w gablotach w podziemiu ożywiają moje wspomnienia z dzieciństwa, kiedy moja ciotka opowiadała relacje z pogrzebu Marszałka w 1935 roku; ona reprezentowała całą rodzinę w pożegnaniu bohatera, którego odejście pozostawiło wszystkich w zamarcu, tak, jakby On był nieśmiertelny, a mimo to, nieproszona śmierć nadeszła ignorując jego zasługi i ich znaczenie dla całego narodu. Choć sam Marszałek przewidział, że „Są bowiem ludzie i są prace ludzkie tak silne i tak potężne, że śmierć przeciężają, że żyją i obcuja między nami”.

Na portrecie Marszałek w galowym mundurze Naczelnika, z insygniami władzy i odznaczeniami; obok, jego słynna Kasztanka. Wizyta tutaj jest dla mnie ogromnym przeskokiem między obcowaniem z pomnikiem Marszałka stojącym na skwerze przy Placu Rapackiego, również jego popiersiem z półki z moimi książkami, a tym bezpośrednim kontaktem ze wszystkim, co dodaje ludzkich wymiarów historycznym wiadomościom i bezbarwnym informacjom z książek i opracowań. Jest wielkim przeżyciem przebywanie w tych samych pomieszczeniach, patrzenie przez okna na te same widoki, dotykane tych samych klamek u drzwi; siadanie na ...czy na tych samych krzesłach? Ile eksponatów z umeblowania pałacu przetrwało zawieruchę wojenną?



Kaplica



Krzyż



Papież



Marszałek Józef Piłsudski



Kasztanka

Dopiero po zakończeniu wędrówki po belwederskich podziemiach uświadomiłam sobie powód, dla którego (albo – dzięki któremu) znalazłam się w tym specjalnym miejscu. Tylko przed godziną w reprezentacyjnej i największej sali na parterze, w tej samej, w której teraz stoją znowu samotne flagi (narodowa, ciepła i bliska od zawsze, i ta europejska, ciągle dla mnie nowa), odbyła się uroczystość wręczania nominacji profesorskich. Gospodarzem tej uroczystości był Marszałek, ale Sejmu, Bronisław Komorowski, wypełniający obowiązki zmarłego Prezydenta Kaczyńskiego. Wyjątkowa uroczystość, nie tylko dla tych nominowanych, ale również dla historii nauki polskiej, której nowy scenariusz dopisała tragedia pod Smoleńskiem. Nie w Pałacu Prezydenckim, jak zwykle, ale właśnie w Belwederze; nie Prezy-

dent, ale Marszałek wręczał nominacje, w większości podpisane przez Prezydenta Kaczyńskiego. Poniżej dwa zaproszenia, jakby na tę samą uroczystość, a jednocześnie tak odmienne; między nimi właśnie wydarzyła się tragedia 10 kwietnia.

W krótkiej przemowie Marszałek Komorowski powiedział: „To wielka przyjemność spotkać się z ludźmi, którzy po bogatym życiu naukowym i badawczym mogą dziś zbierać żniwo swojej pracy. Dzisiaj wręczam także te nominacje, których nie zdążył wręczyć Prezydent Kaczyński. Dla mnie to jest dowód na ciągłość państwa polskiego w docenianiu wagi spraw nauki i szkolnictwa wyższego. ...jest to dowód też na to, że nauka, która nie nosi żadnej legitymacji partyjnej, a uczelnie są wspólną wielką wartością – nie podlega prostym podziałom politycznym i jest dorobkiem Polski jako całości.”

Prezydent  
Rzeczypospolitej Polskiej  
Lech Kaczyński  
zaprasza

Panią Lidię Smentek

na uroczystość wręczenia aktów nadania tytułu profesora

Pałac Prezydencki w Warszawie  
Krakowskie Przedmieście 48/50

Prosimy o potwierdzenie przybycia:  
(022) 695 24 78; (022) 695 21 77;  
rkmw-kowalski@prezydent.pl  
pawojcich@prezydent.pl

3 marca 2010 r., godz. 14.00

uprzejmie prosimy o przybycie godzinę przed rozpoczęciem uroczystości z nie więcej niż 1 osobą towarzyszącą

Kancelaria Prezydenta  
Rzeczypospolitej Polskiej  
zaprasza

Panią Lidię Smentek

na uroczystość wręczenia aktów nadania tytułu profesora

Rezydencja Belweder  
Warszawa  
ul. Belwederska 56

Prosimy o potwierdzenie przybycia:  
(022) 695 24 78; (022) 695 21 77;  
rkmw-kowalski@prezydent.pl  
pawojcich@prezydent.pl

9 czerwca 2010 r., godz. 13.00

uprzejmie prosimy o przybycie godzinę przed rozpoczęciem uroczystości z nie więcej niż 1 osobą towarzyszącą

Dwa zaproszenia; katastrofa Smoleńska między nimi



Samotne flagi

Jeden z kolegów, od tego momentu profesor, matematyk, przemawiał w imieniu nominowanych wspominając o doli uczonych i ich zmaganiach na drodze w poszukiwaniu prawdy, własnoręcznie, bezpośrednio i samodzielnie; ale też o odpowiedzialnej misji kształtowania młodych pokoleń i przygotowania ich do wytrwałości w dążeniu do poznania prawdy. Po części oficjalnej tej uroczystości - każdy chciał być sfotografowany z Marszałkiem: Piłsudskim, czyli marmurowa rzeźbą, i z Komorowskim, pełniącym obowiązki Prezydenta.

Przeszło 40 nominowanych profesorów i ich najbliższych opuściło gościnne progi Belwederu pozostawiając pałac do dyspozycji duchom, cieniem, wspomnieniom i nieszkodliwym skrzatom. Tylko echem odbijało się od historycznych ścian stwierdzenie Marszałka Piłsudskiego, które towarzyszy mi przez całe życie, jako moje własne: „Gdy jestem w rozterce ze sobą, gdy wszyscy przeciwko mnie, gdy wokoło podnosi się burza oburzenia i zarzutów, gdy okoliczności nawet pozornie wrogie moim zamiarom, wtedy pytam się samego siebie, jak by matka kazała mi w tym przypadku postąpić, i czynię to, co uważam za jej prawdopodobne zdanie, za jej wolę, już nie oglądając się na nic” (Józef Piłsudski do Artura Śliwińskiego 4 listopada 1931r.).



Marszałek Sejmu, Bronisław Komorowski



Marszałek Józef Piłsudski



Pamiątkowa fotografia z Marszałkiem

- ▶ **ARCHIWUM**  
spisy treści wszystkich zeszytów
- ▶ **ARTYKUŁY DO POBRANIA**  
m.in. przekłady wykładów noblowskich (Wolfgang Ketterle, Raymond Davis Jr., Masatoshi Koshihba, Riccardo Giacconi, Aleksiej A. Abrikosow, Anthony J. Leggett, Witalij Ł. Ginzburg, Frank Wilczek, David J. Gross, David Politzer, Roy J. Glauber, Theodor W. Hänsch, John L. Hall, John C. Mather, George F. Smoot III, Albert Fert, Peter A. Grünberg) oraz wykłady z ostatnich Zjazdów Fizyków Polskich (Białystok 1999, Toruń 2001, Gdańsk 2003, Warszawa 2005, Szczecin 2007)
- ▶ **MATERIAŁY DODATKOWE**  
uzupełnienia niektórych artykułów
- ▶ **NOWE KSIĄŻKI**  
Eugeniusz Łągiewka, Antoni Budniok, *Struktura, właściwości i metody badań materiałów otrzymanych elektrolitycznie*, Wydawnictwo Uniwersytetu Śląskiego, Katowice 2010  
  
James B. Hartle, *GRAWITACJA Wprowadzenie do ogólnej teorii względności Einsteina*, Przełożył Piotr Amsterdamski, Wydawnictwo Uniwersytetu Warszawskiego, Warszawa 2010  
  
Józef Szudy Andrzej Bielski, ALEKSANDER JABŁOŃSKI (1898-1980) *FIZYK MUZYK ŻOŁNIERZ*, Wydawnictwo Naukowe Uniwersytetu Mikołaja Kopernika, Toruń 2010

## WKRÓTCE W POSTĘPACH

- *Zygmunt M. Galasiewicz przedstawi fragment swoich wspomnień „Dwadzieścia lat wolności. Historia fizyka z Kresów”.*
- *Paweł Gusin opowie o entropii Wszechświata.*
- *Małgorzata Nowina Konopka przedstawi nowy wgląd na pierwotny Wszechświat dzięki LHC.*
- *Lidia Smentek przedstawi wywiad z Romanem S. Ingardenem a także jego „ostatni” wykład.*

## PRENUMERATA

Postępy Fizyki można zaprenumerować w jeden z następujących sposobów.

- ▶ **PRZEZ ODDZIAŁY PTF** (tylko prenumerata krajowa dla członków PTF i studentów):  
Cena rocznej prenumeraty krajowej w 2010 r. wynosi 48 zł.  
Dostawa Postępów odbywa się za pośrednictwem Oddziałów.
- ▶ **PRZEZ ZARZĄD GŁÓWNY PTF** (tylko prenumerata krajowa):  
Wpłaty należy dokonać na konto Zarządu Głównego PTF: 19 1020 1097 0000 7802 0001 3128 (PKO BP IX O/Warszawa) lub w Biurze Zarządu Głównego PTF.  
Cena rocznej prenumeraty krajowej w 2010 r. wynosi 60 zł.  
Dostawa Postępów Fizyki następuje drogą pocztową pod wskazany adres.
- ▶ **PRZEZ PRZEDSIĘBIORSTWA KOLPORTAŻU PRASY:**  
RUCH (<http://www.prenumerata.ruch.com.pl>)  
KOLPORTER (<http://sa.kolporter.com.pl>)  
GARMOND PRESS (<http://www.garmond.com.pl>)  
Cena rocznej prenumeraty krajowej w 2010 r. wynosi 72 zł.

Prenumerata ze zleceniem dostawy za granicę – patrz <http://www.ruch.pol.pl>.

Dostępne są również zeszyty archiwalne – prosimy o kontakt z redakcją.

## INFORMACJE DLA AUTORÓW

Czekamy na artykuły przeglądowe i monograficzne pod warunkiem, żeby były przystępne dla ogółu fizyków. Układ pracy (tytuł, autor(zy), afiliacja(e), streszczenie po polsku, tytuł angielski, streszczenie po angielsku, tekst, odnośniki literaturowe, podpisy pod ilustracjami itd.) powinien odpowiadać formie przyjętej w *Postęпах Fizyki* (patrz artykuły w ostatnich zeszytach). Prace w edytorze WORD z ilustracjami w jpg o rozdzielczości co najmniej 300 dpi prosimy nadsyłać e-mailem równocześnie na dwa adresy: *Postępów Fizyki* [postepy@fuw.edu.pl](mailto:postepy@fuw.edu.pl) oraz Redaktora Naczelnego [jerzy.warczewski@us.edu.pl](mailto:jerzy.warczewski@us.edu.pl). Wszystkie prace są recenzowane. Patrz również strona internetowa *Postępów Fizyki*.

## REKLAMA W POSTĘPACH FIZYKI

Zapraszamy – szczególnie przedstawicieli producentów aparatury oraz sprzętu i oprogramowania komputerowego, wydawców podręczników i książek naukowych oraz popularyzatorów – do zamieszczania ogłoszeń reklamowych w *Postęпах Fizyki*. Nasze czasopismo dociera do większości polskich fizyków, z których wielu decyduje o bieżących zakupach uczelni, instytutów i szkół. Zainteresowanych prosimy o kontakt e-mailowy równocześnie na dwa adresy: *Postępów Fizyki* [postepy@fuw.edu.pl](mailto:postepy@fuw.edu.pl) oraz Redaktora Naczelnego [jerzy.warczewski@us.edu.pl](mailto:jerzy.warczewski@us.edu.pl)

## POSTĘPY FIZYKI (ADVANCES IN PHYSICS)

Founded in 1949, published bimonthly in Polish with titles and abstracts both in Polish and English by the Polish Physical Society with a support of the Ministry of Science and Higher Education, the Physics Faculty of the Warsaw University and the Institute of Physics of the University of Silesia.

## INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

A subscription order can be sent through the local press distributor or directly to „RUCH” S.A. Oddział Krajowej Dystrybucji Prasy, ul. Jana Kazimierza 31/33, skrytka pocztowa 12, 00-958 Warszawa, Poland (for details see <http://www.ruch.pol.pl>).

Belweder, Warszawa





Kolekcja lamp rentgenowskich autora artykułu na str. 194