

POSTĘPY FIZYKI

Dwumiesięcznik Polskiego Towarzystwa Fizycznego



Saul Perlmutter

**Pomiar przyspieszonej ekspansji Wszechświata
za pomocą gwiazd supernowych**

Irena Danielewicz-Ferchmin, A. Ryszard Ferchmin

**O statycznej przenikalności wody w polu elektrycznym do 10^{11} V/m
i o tym, jak gęstość wody w polu niekiedy przekracza 2 kg/dm^3**

Fizyka jest wyłącznie nauką przyszłości

**Z profesorem Franciszkiem Kaczmarkiem
rozmawia Maria Marciniak**



9 770032 543004

Dnia 22 stycznia 2013 na Zamku Królewskim w Warszawie wręczono nagrody PTF za rok 2012 – patrz strona 3 okładki.

1. Od prawej: Zofia Gołąb-Meyer oraz nagrodzeni nauczyciele: Zenona Stojecka, Mirosław Łoś, Barbara Dłużewska, Adam Bartczak.
2. Laureaci nagród za pracę magisterską z profesorami Franciszkiem krokiem i Wojciechem Gawlikiem
3. Profesor Henryk Szymczak wręcza nagrodę za pracę doktorską Januszowi Jacakowi.
4. Prezes PTF, profesor Wiesław Kamiński otwiera uroczystość wręczenia nagród.

Na 4 stronie okładki: *Woda*,
fot. Kamil P. Szpotkowski.



Informacje dla autorów i tłumaczy:

Czekamy na artykuły przeglądowe i monograficzne pod warunkiem, żeby były przystępne dla ogółu fizyków. Układ pracy (tytuł, autor, afiliacja, 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 złożone w systemie TEX (Microsoft Office, LibreOffice) z ilustracjami o rozdzielczości co najmniej 300 dpi prosimy nadsyłać e-mailem pod adresem postepy@amu.edu.pl albo ptomczak@amu.edu.pl. Prace są recenzowane. Publikowanie w *Postęпах Fizyki* wiąże się z nieodpłatnym udostępnieniem utworu autorskiego w Internecie na podstawie licencji Creative Commons. Materiałów nie zamówionych Redakcja nie zwraca.

Prenumerata:

1. Dla Członków PTF Redakcja rozsyła kolejne zeszyty do członków PTF, którzy wybrali wydanie typograficzne, natomiast wydanie elektroniczne będzie dostępne natychmiast po powstaniu zeszytu dla tych członków, którzy wybrali dostęp do wydania elektronicznego.

2. Prenumeratę dla osób/institucji, które nie są członkami PTF prowadzi:
RUCH (<http://www.prenumerata.ruch.com.pl>)

ADVANCES IN PHYSICS founded in 1949 is the magazine of the Polish Physical Society, addressed to the Polish community of physicists. Published bimonthly in Polish. For a subscription information visit www.prenumerata.ruch.com.pl

Okładka: Galaktyka spiralna M31 (Andromeda) odległa 2,5 miliona lat świetlnych od Drogi Mlecznej. Zdjęcie w podczerwieni wykonane w Kosmicznym Obserwatorium Herschela. Image Credit: ESA/Herschel/PACS & SPIRE Consortium, O. Krause, HSC, H. Linz.

RADA REDAKCYJNA

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

REDAKTOR HONOROWY

Adam Sobiczewski

REDAKCJA

Józef Barnaś
Konrad Kaptcia
Maria Marciniak (sekretarz redakcji)
Magdalena Staszal
Piotr Tomczak (redaktor naczelny)

ADRES REDAKCJI

Wydział Fizyki UAM
ul. Umultowska 85
61-614 Poznań
postepy@amu.edu.pl

KORRESPONDENCI ODDZIAŁÓW PTF

Anna Go (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 Pociask (Rzeszów)
Anna Kamińska (Słupsk)
Janusz Typek (Szczecin)
Winicjusz Drozdowski (Toruń)
Aleksandra Miłosz (Warszawa)
Bernard Jancewicz (Wrocław)
Lidia Najder-Kozłowska (Zielona Góra)

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD GŁÓWNY

Wiesław A. Kamiński (prezes), Bohdan Grządkowski (sekretarz generalny), Piotr Rączka (skarbnik), Mariusz P. Dąbrowski, Jacek P. Goc, Zofia Gołąb-Meyer, Jerzy Warczewski (członkowie wykonawczy), Jacek M. Baranowski, Maria Dobkowska, Henryk Figiel, Bernard Jancewicz, Stefan Krukowski, Andrzej Ślebarski, Andrzej Zięba, Elżbieta Zipper (członkowie)

ADRES ZARZĄDU

ul. Hoża 69,
00-681 Warszawa,
tel. (22) 621 26 68

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW

Krzysztof Szymański (Białystok), Stefan Kruszewski (Bydgoszcz), Ewa Mandowska (Częstochowa), Jarosław Rybicki (Gdańsk), Marcin Mieczek (Gliwice), Wiktor Zipper (Katowice), Małgorzata Wysocka-Kunisz (Kielce), Krzysztof Fiałkowski (Kraków), Jerzy Żuk (Lublin), Tadeusz Wibig (Łódź), Stanisław Waga (Opole), Alina Dudkowiak (Poznań), Marian Kuźma (Rzeszów), Włodimir Tomini (Słupsk), Mariusz Dąbrowski (Szczecin), Janusz Szatkowski (Toruń), Mirosław Karpierz (Warszawa), Antoni Mitus (Wrocław), Marian Olszowy (Zielona Góra)

Czasopismo ukazuje się od 1949 roku.

Wydawca: Polskie Towarzystwo Fizyczne

Skład i łamanie: Paweł Mleczeko (dtp-art.pl)

Druk i oprawa: Moś i Łuczak, Poznań

Nakład: 800 egzemplarzy

ISSN 0032-5430

Choć można znaleźć wielu uczonych, którzy zostali pominięci przez Komitet Noblowski, to nagrody Nobla z fizyki są bez wątpienia przyznawane za odkrycia niezwyklej wagi, o dużych konsekwencjach, mające ważne miejsce w historii fizyki.

Mimo to można napotkać opinie, że nagroda z fizyki w 2011 roku mogła być przedwczesna, bo chociaż wyniki zostały otrzymane niezależnie, to jednak przy użyciu tej samej metody i należało czekać na ich sprawdzenie w inny sposób. W tym i następnym numerze, zgodnie z tradycją *Postępów*, zamieszczamy tłumaczenia trzech wykładów noblowskich z 2011 roku, kiedy nagrodę przyznano za zaskakujące *odkrycie przyspieszenia ekspansji Wszechświata*. Wykłady, utrzymane przez laureatów Saula Perlmuttera, Briana P. Schmidta i Adama G. Riessa w osobistym tonie, pozwalają na zapoznanie się z tym odkryciem niemalże *in statu nascendi*. Nie jestem specjalistą w zakresie astrofizyki, ale po lekturze wykładów, do której Państwa gorąco zachęcam, odnoszę wrażenie, że opinie o przedwczesności nagrody nie są istotne.

Zeszyt zamyka wywiad z Profesorem Franciszkiem Kaczmarkiem, z którego możemy dowiedzieć się nie tylko o tym, jak wyglądała fizyka po wojnie w Poznaniu, ale także o pasji, uporze i determinacji Profesora przy budowaniu laserów. Cechy te Profesor zaszczylił także swoim współpracownikom. W tym kontekście warto zwrócić uwagę na Jego odpowiedź jedno z pytań: *Mógł Pan wtedy powiedzieć, że jesteście w pierwszej linii?* – *Nie, nie. W pierwszej linii nie byliśmy nigdy. W pewnym sensie powtarzaliśmy to, co zrobiono na Zachodzie. To może nie brzmi dobrze, ale tak było.* Profesor był promotorem 18 doktoratów. Sześciu spośród jego uczniów ma tytuły profesorskie. Współpracownicy wciąż mówią o nim *Szef*.

Piotr Tomczak

SPIS TREŚCI

S. Perlmutter, *Pomiar przyspieszonej ekspansji Wszechświata za pomocą gwiazd supernowych* • 194

J. Jędrzejewski, *Nagroda im. Mariana Smoluchowskiego i Emila Warburga za rok 2013* • 215

I. Danielewicz-Ferchmin, A. R. Ferchmin, *O statycznej przenikalności wody w polu elektrycznym do 10^{11} V/m i o tym, jak gęstość wody w polu niekiedy przekracza 2 kg/dm^3* • 216

A. Konefał, M. Łaciak, A. Orlef, K. Polaczek-Grelik, M. Szewczuk, *Teleradioterapia, neutrony i reakcje jądrowe* • 225

M. Marciniak, *Fizyka jest wyłącznie nauką przyszłości – rozmowa z profesorem Franciszkiem Kaczmarkiem* • 234

POSTĘPY FIZYKI TOM 63 ZESZYT 5 ROK 2012

Pomiar przyspieszonej ekspansji Wszechświata za pomocą gwiazd supernowych

Saul Perlmutter • Uniwersytet Kalifornijski w Berkeley, Lawrence Berkeley National Laboratory

„Odkrycie przyspieszenia ekspansji Wszechświata” – słów tych nie wymawiam z łatwością, choć tak by się wydawało, bowiem droga, która doprowadziła do tego odkrycia była długa i kręta. Na tym wykładzie chciałbym przekazać Państwu uczucie, które towarzyszyło nam przy odkrywaniu tego zjawiska przez ponad dziesięć lat. Głównie będę używał grafiki, która znajduje się na oryginalnych transparencjach używanych przez nas w tamtym czasie. Robię to, pomimo że nie są one tak piękne jak nasze współczesne rysunki.

Pytaniem, które motywowało nas do pracy, jak na pewno Państwo sobie to możecie wyobrazić, jest to samo pytanie jakie stawiali sobie pierwsi ludzie w momencie, gdy wychodzili ze swoich jaskiń w nocy i patrzyli w górę na gwiazdziste niebo. Czy żyjemy we Wszechświecie, który rozpościera się nieskończenie w przestrzeni oraz będzie trwał nieskończenie długo w czasie? Sądzę, że zadawanie tego typu pytań definiuje dokładnie to co możemy mieć na myśli mówiąc o pierwszych ludziach – mianowicie fakt, że oni *mogli* zadawać takie pytania.

Przez większość historii ludzkości tego rodzaju pytania były pytaniami prawdziwie filozoficznymi. Dopiero w XX wieku wypracowaliśmy naukową wersję tych pytań. Stało się to dzięki ogólnej teorii względności Einsteina, która dała nam narzędzia pojęciowe pozwalające na myślenie o tej tematyce w ściślejszy sposób. Również dzięki Edwinowi Hubble (1929), który dowiódł faktu ekspansji Wszechświata, co oznaczało, że zaczęliśmy konkretniej rozumieć, co można mieć na myśli mówiąc o przyszłym losie Wszechświata.

Obserwacje Hubble’a oznaczały, że nie żyjemy we Wszechświecie, który trwa niezmiennie – przeciwnie, wszystkie odległości między galaktykami w tym Wszechświecie powiększają się wraz z czasem. Możemy też natychmiast zacząć się pytać, czy to rozszerzanie się Wszechświata będzie odbywało się z taką samą prędkością, czy też prędkość będzie się zmniejszać ponieważ siła grawitacji spowoduje wzajemne przyciąganie się mas we Wszechświecie. W rzeczywistości możemy nawet zapytać, czy Wszechświat będzie mógł zwolnić swoją prędkość rozszerzania się na tyle, że pewnego dnia nastąpi jego chwilowe zatrzymanie się i kurczenie się pod wpływem przyciąga-

nia grawitacyjnego aż do stanu Wielkiego Krachu, który mógłby być końcem świata.

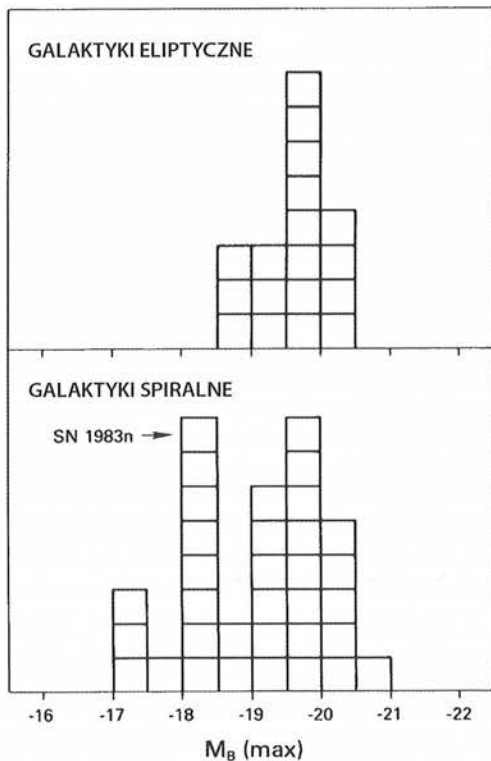
Na to jest pytanie o przyszłość Wszechświata (patrz artykuł MPD, *Postępy Fizyki* Tom 58 (2007), s. 5–13 – przyp. tłum.), można odpowiedzieć patrząc w jego przeszłość, na to co działo się miliardy lat temu i oceniając jak szybko Wszechświat spowalniał swoją ewolucję w tamtym czasie. Jeśli zwalniał wystarczająco szybko, to możemy przewidzieć, że dzisiaj zwalnia wystarczająco, aby w przyszłości skurczyć się do punktu. To zrozumieli Walter Baade i Fritz Zwicky badający gwiazdy supernowe już w latach 30-tych XX wieku, czyli w dziesięcioleciu które nastąpiło po odkryciu Hubble’a. Zauważyli oni, że można użyć bardzo jasnych i wybuchających gwiazd supernowych, aby odpowiedzieć na to pytanie. Ja powiem Państwu jak to jest możliwe.

Możemy użyć jasności gwiazdy supernowej jako wyznacznika tego jak daleko od nas ona się znajduje: im jej blask jest słabszy, tym znajduje się ona dalej od nas, i w związku z tym jej światło podróżowało dłużej, aby do nas dotrzeć. Innymi słowy, im słabszy blask gwiazdy supernowej, tym zaglądamy bardziej do tyłu w historię Wszechświata. Możemy również użyć kolorów widma tych gwiazd: jeśli supernowa byłaby blisko nas, to wydawałoby się nam, że świeci światłem niebieskim; natomiast jeśli byłaby jest od nas bardzo, bardzo daleko, to wydawałoby nam się, że świeci światłem czerwonym. Im jest bardziej czerwona, tym bardziej Wszechświat rozszerzył się zanim supernowa eksplodowała ponieważ na drodze do nas światło zmieniło swoją długość fali dokładnie w tej samej proporcji jak rozszerzył się Wszechświat.

Zatem jest to bardzo bezpośrednia metoda wykreślenia jak bardzo Wszechświat rozciągnął się w czasie. W zasadzie obserwując wystarczająco dużo gwiazd supernowych i umieszczając je na wykresie możemy zobaczyć jak bardzo Wszechświat spowalniał swoją ekspansję w przeszłości i jednocześnie przewidzieć jak bardzo będzie ją wyhamowywał w przyszłości. Baade (1938) pisał o tym możliwym pomiarze supernowych już w latach trzydziestych. Problemem w tym czasie było jednak to, że supernowe, które były znane, nie były wystarczająco do-

brymi „standardowymi świecami”; nie miały one wszystkie tej samej jasności. Ich jasność różniła się od siebie o czynnik 2 lub 3 tak, że mimo iż pomysł wydawał się bardzo dobry, to nie mógł on być zrealizowany wówczas w praktyce.

To była istotna przyczyna dla której te rozważania zatrzymały się na około 50 następnych lat (choć Kowal (1968) dał pewną istotną wskazówkę do dalszych badań) aż do momentu pojawienia się dwóch ważnych rzeczy jakie miały miejsce w połowie lat osiemdziesiątych, które spowodowały zainteresowanie moje oraz innych tym problemem. Po pierwsze zdano sobie sprawę, że supernowe mogą zostać podzielone na pewne podklasy – w szczególności wyróżniono podklasę „typu Ia” (Panagia 1985, Uomoto i Kirshner 1985, Wheeler i Levreault 1985). Stało się jasne, że ta jedna podklasa stanowiła faktycznie lepszą grupę kandydatów na świece standardowe niż wszystkie inne. Na przykład krzywe jasności gwiazd supernowych w pracy Nino Panagia pokazywały, że supernowe, które można znaleźć w galaktykach spiralnych zmieniały się znacznie, natomiast te które znajdowały się w galaktykach eliptycznych miały tylko niewielką dyspersję (patrz ryc. 1). W konsekwencji zrozumiano, że galaktyki eliptyczne mogą zawierać podklasę supernowych, które są lepszymi świecami standardowymi, natomiast galaktyki spiralne dodatkowo są wypełnione pyłem, co prowadzi do dodatkowej dyspersji. Fakt, że pojawiły się dobre świece standardowe sugerowała gotowość do powrotu do oryginalnego pomysłu Baadego i Zwicky.

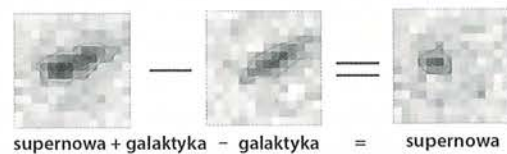


Ryc. 1. Histogram jasności absolutnej supernowych (na podstawie pracy: Panagia 1985)

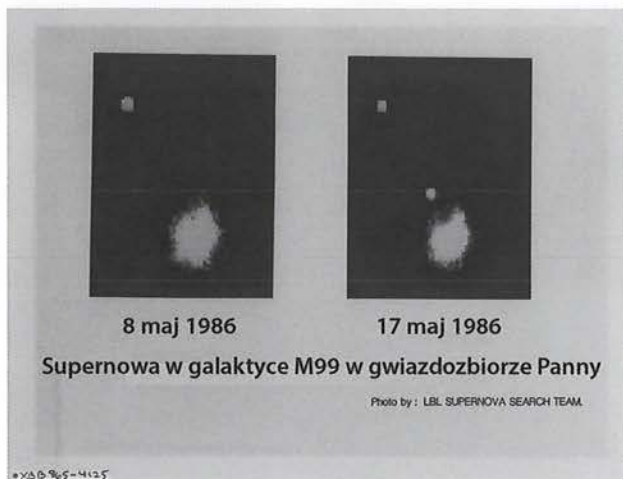


Ryc. 2. Saul Perlmutter i Richard Muller przy nowym teleskopie montowanym przez grupę w miejsce teleskopu z Obserwatorium Lerschnera (później był on używany w innym miejscu i w innym celu)

Innym osiągnięciem połowy lat osiemdziesiątych było wprowadzenie do astronomii nowych detektorów – kamer CCD, które są podobne do detektorów znajdujących się z tyłu aparatów cyfrowych używanych przez nas powszechnie dzisiaj. Te kamery wówczas właśnie były wprowadzane do użytku na początku lat osiemdziesiątych i ja pracowałem nad jednym z pierwszych projektów z astronomii, w którym je zastosowano. Oprócz tego rozwinięto nowe komputery, które stały się wystarczająco szybkie do analizy wielkiej ilości danych pochodzących z detektorów. To był projekt, który był prowadzony przez mojego inspirowanego promotora – Richarda Mullera. Polegał on na poszukiwaniu bliskich supernowych przy zastosowaniu małego teleskopu i automatycznej detekcji supernowych przez komputer (patrz ryc. 2). Ja wówczas pracowałem nad oprogramowaniem, które pozwoliłoby na usunięcie obrazu galaktyki z obrazu supernowej wraz z galaktyką i tym samym na znalezienie tej supernowej (patrz ryc. 3). Przy użyciu tej automatycznej metody poszukiwania znaleźliśmy 20 supernowych do chwili kiedy projekt został zakończony (Muller i inni 1992, patrz ryc. 4).



Ryc. 3. Przykład cyfrowej redukcji obrazu. Z obrazu CCD supernowej i galaktyki odejmowaliśmy obraz galaktyki sprzed pojawienia się supernowej (lub po pojawieniu się supernowej) pozostawiając tylko obraz supernowej



Ryc. 4. Obrazy przed i po wybuchu supernowej odkrytej w 1986 roku w ramach naszego projektu pt. *Berkeleyowskie automatyczne poszukiwanie supernowych* prowadzonego przez prof. Richarda Mullera

Te dwa osiągnięcia doprowadziły Carla Pennypackera i mnie, obaj pracujących w grupie Richa Mullera w roku 1987 (ja zostałem jako *postdoc* zaraz po zakończeniu doktoratu), do decyzji o podjęciu próby zastosowania oryginalnej metody Baadego i Zwicky pomierzenia spowolnienia ekspansji Wszechświata za pomocą gwiazd supernowych. Rozpoczęliśmy pracę nad projektem ze wsparciem Richa i to wyglądało bardzo obiecująco. Jednak nie zdawaliśmy sobie sprawy z tego, że to nie będzie takie proste. Z wielu powodów wiedzieliśmy, że będzie sporo pracy do zrobienia ażeby zrealizować ten projekt. Kiedy złożyliśmy wniosek o sfinansowanie projektu, to nie otrzymaliśmy natychmiast entuzjastycznych opinii od recenzentów i komisji konkursowych. Ale naturą Carla jest absolutnie nie zrażać się i pozostawać pełnym optymizmu, że możemy coś zrobić i dlatego kontynuowaliśmy nasze badania. Pojawiło się wiele praktycznych problemów gdy próbowaliśmy znaleźć bardziej oddalone supernowe. Było także wiele szczegółowych problemów technicznych dotyczących tego jak należy analizować te bardzo słabe i odległe supernowe i porównywać je z tymi bliższymi. Były kłopoty związane z określeniem tego, co rozumiemy pod pojęciem standardowości supernowych i ich konsystencji w czasie, które trzeba było rozwiązać. Było także wiele szczegółów, które widzieliśmy jako przeszkody do pokonania na drodze do realizacji projektu (patrz ryc. 5).

Spróbuj teraz opisać jak odnieśliśmy się do tych problemów ponieważ tym co jest interesujące w tym szczególnym pomiarze to fakt, że jest on tak prosty do opisu, iż można wyjaśnić te trudności całkiem szczegółowo i większość ludzi może zrozumieć jak można było zrealizować ten szczególny projekt badawczy.

Po pierwsze pojawiają się pytania, czy można w ogóle znaleźć odpowiednie supernowe, czy można znaleźć je wystarczająco daleko, czy można znaleźć ich wystarczająco dużo, oraz czy można znaleźć je wystarczająco

Dlaczego pomiar supernowych nie jest łatwy?

1. Czy można znaleźć je wystarczająco daleko i wystarczająco wiele dla badań kosmologicznych?
Czy można je zaobserwować wystarczająco wcześnie aby zdążyć zmierzyć ich maksimum jasności?

2. Czy można je zidentyfikować jako supernowe typu Ia za pomocą ich spektrów bez względu na ich (małą) jasność?
Czy jasności dalekich supernowych mogą być porównane z jasnościami bliskich supernowych mimo, że ich spektra są znacznie „przesunięte ku czerwieni”?

3. Czy supernowe są wystarczająco dobrymi „standardowymi świecami”?
W jaki sposób można wyeliminować wpływ pyłu międzygalaktycznego zmniejszającego ich jasności?

4. Czy supernowe podlegają ewolucji na przestrzeni pięciu miliardów lat?

Ryc. 5. Kilka kwestii, które uznaliśmy za przeszkody do przekroczenia w celu użycia supernowych do pomiaru spowolnienia ekspansji Wszechświata

wcześnie, gdy pojaśnieją a potem, ich blask zmaleje tak, aby zmierzyć ich maksymalną jasność? Maksymalna jasność jest tą, która wyznacza standard i nie możemy użyć supernowych, które odkrylibyśmy kilka tygodni po osiągnięciu przez nie maksimum blasku. To były bardzo trudne problemy, bowiem jeśli chcielibyście wybrać jakieś właściwe narzędzie badawcze, to pewnie nigdy nie wybrałyście supernowych – ich badanie wywołuje prawdziwy ból głowy (patrz ryc. 6).

Problemy z supernowymi typu Ia jako obiektami badanymi w kosmologii

Rzadkość występowania: ok. 1 / 500 lat / galaktykę

Nieprzewidywalność: nie można zaplanować momentu ich obserwacji lub zaplanować ich odkrycia w trakcie pierwszej kwadry Księżyca

Szybkość: trudno je sfotografować w trakcie wybuchu

Ryc. 6. Własności gwiazd supernowych typu Ia, które powodują trudności w ich znalezieniu i badaniu w trakcie maksimum blasku

Supernowe są bardzo rzadkim zjawiskiem na niebie: w danej galaktyce typ Ia eksploduje tylko kilka razy na tysiąc lat. Supernowe są nieprzewidywalne: nie mówią nam, gdzie mają zamiar wybuchnąć. Supernowe jaśnieją nagle, aby potem ściemnieć w trakcie kilku tygodni nie pozostając długo widocznymi tak, abyśmy mogli je

spokojnie obserwować. Supernowe są naprawdę bardzo niewygodne do badania.

Trudności można zilustrować przykładem, który zauważyliśmy na podstawie wyników innego projektu badawczego, który rozpoczął się krótko przed naszym. Hans Nørgaard-Nielsen i duński zespół szukał bardzo dalekich supernowych przez kilka lat i znalazł tylko jedną – kilka tygodni po tym jak osiągnęła ona swoje maksimum jasności (Nørgaard-Nielsen i inni 1989). Zatem, mimo że dzięki temu można było uzyskać potwierdzenie istnienia odległych supernowych, to projekt nie wyglądał na wykonalny. Taka była nasza pierwsza rozterka.

Podjęciem jakie zastosowaliśmy do rozwiązania tego problemu było rozwinięcie zdolności do obserwacji więcej niż jednej galaktyki równocześnie (ponieważ obserwacja jednej galaktyki oznaczałaby oczekiwanie przez 500 lat na wybuch supernowej typu Ia) a nawet całej gromady galaktyk jednocześnie (tak postępowano w programie duńskim). Zdecydowaliśmy się skonstruować kamerę szerokokątną, która mogłaby nam pozwolić oglądać w trakcie jednej ekspozycji 10–20 razy więcej galaktyk, niż moglibyśmy znaleźć w gromadzie. Musieliśmy rozwinąć niezwykle układ optyczny (patrz ryc. 7), który mógł zbierać światło z bardzo dużego pola widzenia za pomocą niewielkiego detektora CCD. Ten nowy instrument został umieszczony na Anglo-Australijskim 4 metrowym teleskopie; co oznaczało, że byliśmy w stanie pracować na wystarczająco dużym teleskopie i przy wystarczająco dużym polu widzenia, ażeby móc szukać odległych supernowych w tysiącach galaktyk równocześnie.



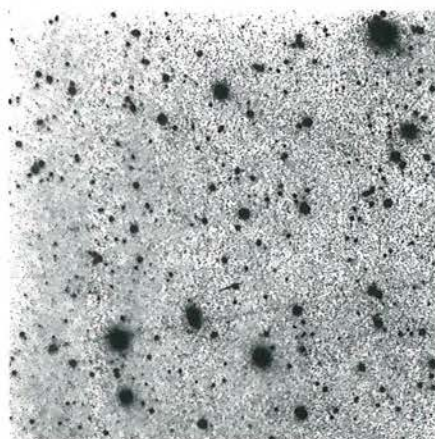
Ryc. 7. Nowatorska szerokokątna kamera CCD F/1, którą skonstruowaliśmy dla umieszczenia na anglo-australijskim 4-metrowym teleskopie (AAT) w celu obserwacji wystarczająco dużego obszaru nieba i poszukiwania supernowych typu Ia o przesunięciu ku czerwieni $z > 0,3$ w setkach galaktyk równocześnie

Używając szerokokątnej kamery umieszczonej na anglo-australijskim teleskopie otrzymuje się obrazy takie jak na ryc. 8, na których wszystkie plamki światła są odległymi galaktykami zawierającymi poszukiwane supernowe. Można zatem wziąć obraz z innej pory roku (patrz ryc. 9) i odjąć ten stary obraz od nowego. Wówczas pozostanie tylko duża plama światła – to jest właśnie poszukiwana przez nas supernowa. Oczywiście my wykonywaliśmy tę czynność za pomocą odpowiedniego oprogramowania,

czyli że musieliśmy powrócić do naszej analizy i opracować te zdjęcia dokładniej. ryc. 10 pokazuje jak wygląda taka obróbka komputerowa. Ryc. 11 pokazuje niektórych członków grupy poszukującej supernowe w 1992 roku.



Ryc. 8. Obraz otrzymany w listopadzie 1989 za pomocą naszej szerokokątnej kamery umieszczonej na 4-metrowym teleskopie AAT. Małe plamki światła są odległymi galaktykami, w których poszukiwaliśmy supernowych



Ryc. 9. Ten sam obszar jak na ryc. 8, ale obserwowany w styczniu 1990. Wykonany jest tutaj szary negatyw w celu odjęcia go od pierwszego obrazu



Ryc. 10. Komputerowe odjęcie obrazu z ryc. 9 od obrazu z ryc. 8. Kropka jaka pozostała na zdjęciu jest obrazem supernowej

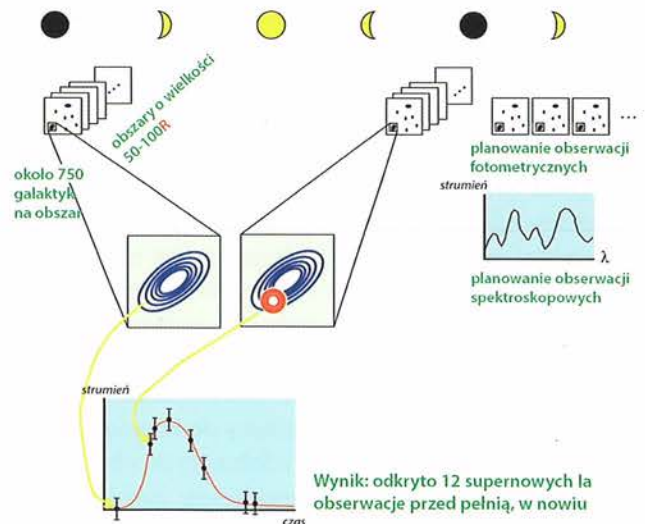


Ryc. 11. Członkowie grupy dyskutujący nad obrazami wielu odległych galaktyk otrzymanymi za pomocą szerokokątnej kamery przy poszukiwaniach odległych supernowych w 1992 roku. Od lewej do prawej: Carl Pennypacker, Saul Perlmutter, Heidi Marvin Newberg, Gerson Goldhaber and Rich Muller

Ta metoda poszukiwania supernowych wydawała się działać; jednak zadrczały nas pozostałe problemy, ponieważ nawet jeśli mogliśmy znaleźć supernową to nie byliśmy w stanie udowodnić, że jest to supernowa bez ustawienia w jej kierunku największych teleskopów na Ziemi, które mogłyby zidentyfikować jej spektrum. Potrzebowaliśmy też ustawić te największe teleskopy na Ziemi tak, aby złapały moment jej pojaśnienia i potem pociemnienia supernowej w celu pomiaru jasności w maksimum blasku. Naturalnie, żaden zespół ekspertów przyznający czas obserwacji na teleskopach nie był skłonny przyznać nam czasu na sześć miesięcy naprzód mając na uwadze fakt, że supernowa może, ale nie musi się pojawić na przykład 3 marca danego roku.

Dobrze wyraził to Mario Hamuy i inni (1993a) w trakcie dyskusji na temat programu poszukiwania supernowych o małych przesunięciach ku czerwieni zwanego jako *Calan/Tololo Supernova Search*: „Niestety pojawienie się supernowej jest nieprzewidywalne. W konsekwencji tego nie możemy przewidzieć następujących po jej pojawieniu się obserwacji a priori i dlatego musimy polegać na czasach obserwacji na teleskopach przyznanych dla innych. To czyni wykonanie projektu dosyć trudnym”.

Zatem musieliśmy opracować metodę, która pozwalałaby na przeprowadzenie całej operacji w bardziej systematyczny sposób i doszliśmy do nowej strategii opracowanej przeze mnie, tak aby badanie supernowych było możliwe. Ryc. 12 pokazuje tę strategię zastosowaną w skali czasowej mierzonej za pomocą pierwszej kwadry Księżyca do jego pełni, a następnie ponownie do jego pierwszej kwadry. Zdałem sobie sprawę z tego, że jeśli zbierzemy wszystkie nasze obrazy tuż po początku pierwszej kwadry Księżyca, potem poczekamy około 2 i pół tygodnia lub dłużej, a potem zbierzemy wszystkie nowe obrazy tuż przed ponowną pierwszą kwadrą (i odejmiemy drugie obrazy od pierwszych), to otrzymamy wystarczająco dużo



Ryc. 12. „Grupowa” strategia obserwacyjna, która pozwoliła zagwarantować wielokrotne odkrycia nowych supernowych przy dużych przesunięciach ku czerwieni, zawsze w przewidywalnym czasie (np. tuż przed początkiem pierwszej kwadry Księżyca) i w fazie pojaśnienia (Perlmutter i inni 1995a). To z kolei pozwoliło na zaplanowanie na wiele miesięcy naprzód czasu obserwacji na największych teleskopach tak, aby zbadać supernowe w momencie maksimum jasności ich krzywych blasku metodami fotometrycznymi i spektroskopowymi

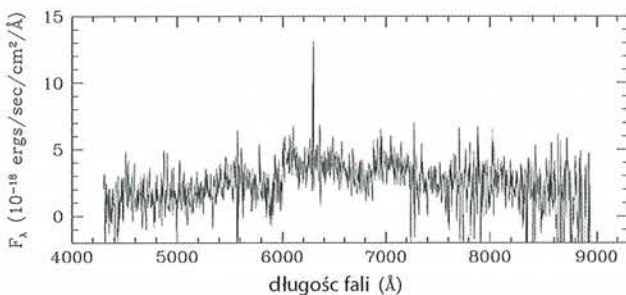
galaktyk zebranych w szerokokątnej kamerze, aby zagwarantować nie tylko odkrycie jednej supernowej, ale więcej niż pół tuzina supernowych. Jak już raz zostanie osiągnięty duży rozmiar próby statystycznej supernowych, to możemy być pewni, że zawsze będziemy mieli nowe supernowe do obserwacji tuż przed początkiem ponownej pierwszej kwadry Księżyca. Inną zaletą jest, że przy tak krótkiej skali czasowej pomiędzy oboma zbiorami obrazów można mieć gwarancję, że supernowe nie zdążą osiągnąć maksimum jasności i następnie zacząć ciemnieć, bowiem ich pojaśnienie trwa kilka tygodni a pociemnienie trwa kilka miesięcy, a zatem zastosowana skala czasowa pozwala na uchwycenie ich w fazie pojaśnienia. Możemy zatem zagwarantować, że tuż przed początkiem ponownej pierwszej kwadry Księżyca, czyli momentem w którym należy wykonać spektroskopię, supernowe będą w fazie pojaśnienia i będzie ich dużo. Teraz można było zaplanować badania spektroskopowe i fotometryczne w trakcie kolejnych nocy.

W momencie kiedy zademonstrowaliśmy skuteczność metody, byliśmy już w stanie rozpocząć pisanie aplikacji o czas obserwacji na najlepszych teleskopach na świecie mogących sprostać temu zadaniu – na teleskopach w Chile, gdzie pogoda jest tak dobra, że zwykle jest się w stanie przeprowadzić cały cykl obserwacyjny bez nawet jednorazowego pokrycia nieba przez chmury lub deszcz. Za pierwszym razem, kiedy próbowaliśmy zastosować tę nową strategię „grupową” wysłaliśmy wiadomość do serwisu telegraficznego Międzynarodowej Unii Astronomicznej, która informowała astronomów na ca-

łym świecie kiedy nowa supernowa była odkryta i wobec tego mogła być obserwowana. Oni byli bardzo ostrożni jeśli chodzi o to co umieszczą w telegramie, a ja chciałem być pewny, że są w stanie – i mają wolę – zaakceptować nasze wyniki. Ostrzegłem ich, że będziemy wysyłać im informację o minimum pół tuzina nowych supernowych odkrytych dwa tygodnie od naszego kontaktu z serwisem. Oni się roześmiali, bowiem nikt do tej pory nie przewidział odkrycia supernowej przed rejestracją jej wybuchu, a do tego nikt wcześniej nie znalazł jednocześnie więcej niż jednej supernowej, i dlatego to dla nich zabrzmiało nieco dziwnie. W rzeczywistości potem wysyłaliśmy takie telegramy miesiąc w miesiąc przez następne lata, ponieważ ta technika faktycznie zadziałała produkując całe grupy supernowych.

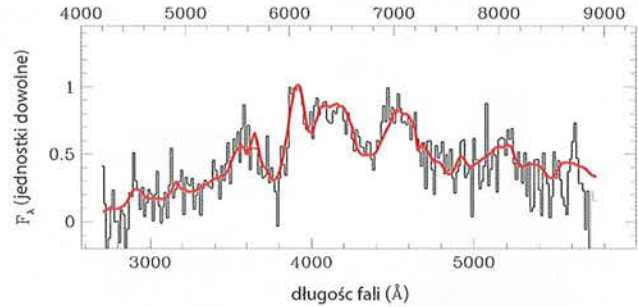
W końcu nasza metoda zadziałała i w ten sposób przezwyciężyliśmy problem braku możliwości poszukiwania supernowych za pomocą systematycznych obserwacji.

Następnym problemem było to, że nawet jeśli znaleźliśmy supernową to niekoniecznie wiedzieliśmy jaki jest jej typ widmowy, tzn. czy jest to na pewno supernowa typu Ia. Nie było wiadome, czy supernowe będą wystarczająco jasne, abyśmy mogli uzyskać rozsądne widmo. W praktyce pierwsze widma, które uzyskaliśmy wyglądały przeważnie jak szum. Jednak zdaliśmy sobie sprawę, że możemy skorzystać z własności dużej szerokości linii widmowych supernowych przy rozważanych skalach długości fali, w przeciwieństwie do małych szerokości widm otaczających je galaktyk oraz szumu. (Dzieje się tak dlatego, że wybuch supernowej rozprasza spektrum na bardzo szeroki zakres długości fal ze względu na zjawisko Dopplera.) To oznacza, że mogliśmy wyciąć wszystkie ostre linie i wygładzić całe widmo w celu uwypuklenia cech, które były charakterystyczne dla supernowych (patrz ryc. 13 i 14).



Ryc. 13. Spektrum supernowej typu Ia o dużym przesunięciu ku czerwieni. Na podstawie Lidman i inni 2005

Kiedy już udało nam się tę własność pokazać, to uwierzyliśmy, że możemy zidentyfikować supernowe znajdujące się na tych dużych odległościach jako typ Ia. Pomocnym dla nas okazało się, że w tym czasie większe teleskopy zaczęły działać online, na przykład teleskop Keck, który został zbudowany niedaleko miejsca moich studiów w Laboratorium Berkeleyowskim Lawrence'a. W tamtym czasie nawet nie myślałem o tym, że kilka lat później



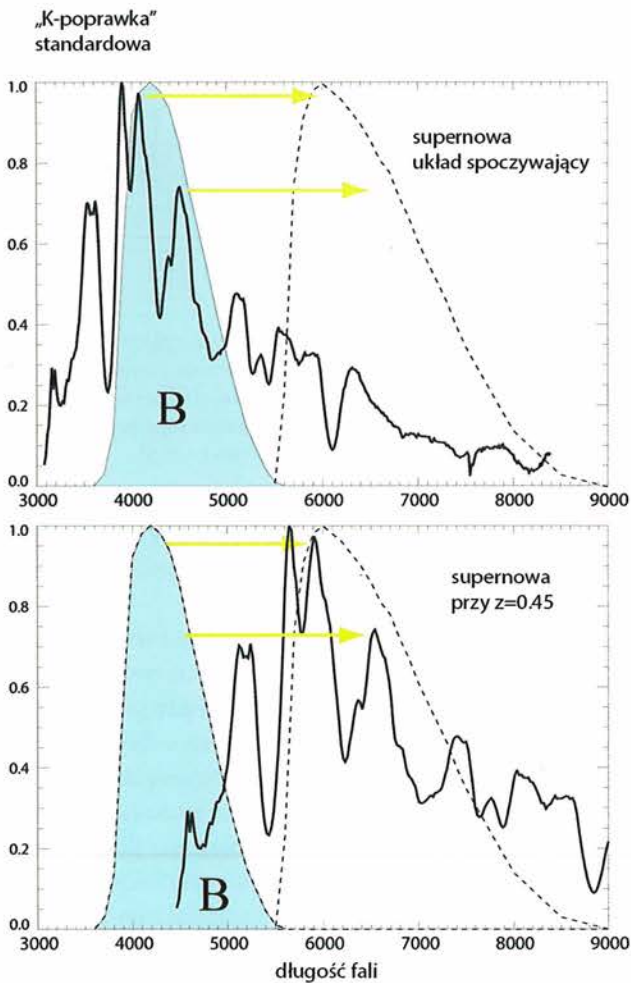
Ryc. 14. To samo spektrum co na ryc. 13, ale po odjęciu bardzo wąskich cech spektralnych i po wygładzeniu w celu uwypuklenia charakterystycznych szerokich cech supernowych. Czerwona krzywa ukazuje znakomite dopasowanie do spektrum supernowej typu Ia o małym przesunięciu ku czerwieni równym $z = 0,55$

po uruchomieniu tego teleskopu, będziemy właśnie tego rodzaju teleskopu potrzebowali dla wykonania naszego projektu.

Kolejny problem pojawia się ponieważ widmo supernowych o mniejszym przesunięciu ku czerwieni przesuwają się w kierunku koloru czerwonego gdy patrzymy na supernowe znajdujące się na większych odległościach – to jest dokładnie to co nazywamy *przesunięciem ku czerwieni* lub *redshiftem*. Patrząc z bliska, większość światła supernowej jest emitowana w niebieskich długościach fali tak, że dla małych przesunięć ku czerwieni bada się supernowe używając filtra B („B” z angielskiego *blue*, czyli niebieski). Jednak dla dużych przesunięć ku czerwieni ten sam niebieski filtr obserwowałby bardzo słabą ultrafioletową (UV) część widma (patrz ryc. 15). Pojawia się pytanie w jaki sposób mamy zamiar porównać supernową obserwowaną w tej słabej części widma z supernową obserwowaną w środku tego widma? To porównanie jest nazywane K-poprawką. Jednak to czy byłoby możliwe wystarczająco dobre porównanie supernowych o małych przesunięciach ku czerwieni z supernowymi o dużych przesunięciach ku czerwieni w tym czasie nie było jasne. W swojej pracy z 1990 roku, Bruno Leibundgut próbował pokazać jaka musiałaby być K-poprawka, aby uchwycić różnicę pomiędzy różnymi częściami widma. Wykonał on bardzo dokładne obliczenia, ale niepewności pomiarowe jakie pojawiały się w tej poprawce sugerowały, że problem jest trudny do rozwiązania.

W 1992 roku znaleźliśmy pierwszą supernową o dużym przesunięciu ku czerwieni i obserwowaliśmy jej całą krzywą jasności. Miała ona przesunięcie ku czerwieni $z = 0,45$. Gdy zaczęliśmy ją analizować, to zauważyliśmy, że K-poprawka, która wydawało się nam wcześniej, że powinna być zastosowana, byłaby niepoprawna.

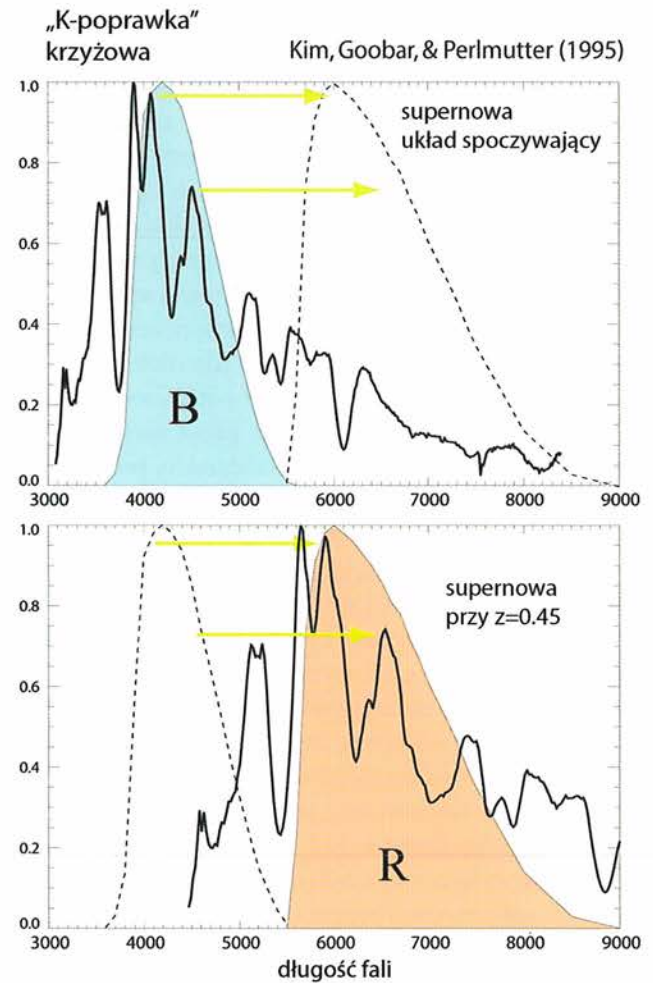
Zamiast próbować stwierdzić w jakiej części widma obserwujemy supernową w oparciu o filtr B, to co musieliśmy zrobić polegało na obserwacji supernowych o dużym przesunięciu ku czerwieni za pomocą R-filtru. Część widma, która przechodzi przez filtr R dla supernowych o dużym przesunięciu ku czerwieni jest tą samą częścią



Ryc. 15. Standardowa „K-poprawka” miała na celu wychwycenie różnicy pomiędzy ilością światła przy użyciu danego filtra (tutaj filtru B) widzianego przy zerowym przesunięciu ku czerwieni ze względu na różne części widma, które były obserwowane za pomocą tego filtra. To zostało policzone dla supernowych o dużym przesunięciu ku czerwieni przez Leibundguta (1990) i przez Hamuya i innych (1993b)

widma, która przechodzi przez filtr B dla supernowych o małym przesunięciu ku czerwieni (patrz ryc. 16). Alex Kim, Ariel Goobar i ja napisaliśmy pracę, w której opisaliśmy „krzyżową K-poprawkę” upewniającą nas w przekonaniu, że możemy kontrolować niepewności, które mogłyby się pojawić przy użyciu pojedynczego filtra dla K-poprawki (Kim, Goobar i Perlmutter 1996; patrz również Nugent, Kim i Perlmutter 2002).

Następnym zbiorem problemów z jakimi musieliśmy sobie poradzić były problemy związane z odpowiedzią na pytanie jakimi świecami standardowymi były supernowe? Czy mogliśmy polegać na nich jako na wyznacznikach odległości? Prace o których wspomniałem wcześniej, na przykład Panagia (1985), na pewno sugerowały możliwość, że supernowe mogły być dobrymi standardowymi świecami¹. Jest ważne aby wspomnieć tutaj Bruno Leibundguta (1988) oraz Gustava Tammana (Tamman



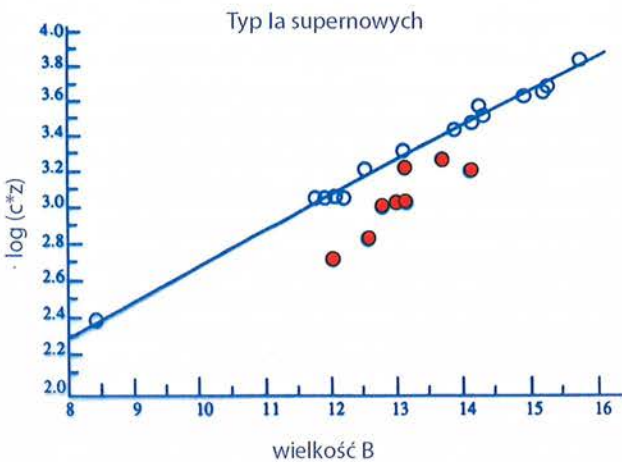
Ryc. 16. Nowa „krzyżowa K-poprawka” zastosowana przez Kim, Goobara i Perlmuttera (1996) przy obserwacjach supernowych o dużym przesunięciu ku czerwieni za pomocą czerwonego filtra, w tym przypadku R-filtra tak, że ta sama część widma supernowej przechodzi przez ten filtr dla dużych przesunięć ku czerwieni co przez B-filtr dla małych przesunięć ku czerwieni. To podejście pozwala na uzyskanie dużo mniejszej niepewności dla K-poprawki

i Leibundgut 1990), którzy tak naprawdę byli odpowiedzialni za uświadomienie społeczności kosmologów o tym jak w konsystentny sposób można użyć supernowych typu Ia do wyznaczania odległości. Także warto wspomnieć grupę Davida Brancha z Oklahomy (Miller i Branch 1990, Branch i Tamman 1992, Branch i Miller 1993), którzy przeanalizowali zbiory opublikowanych danych o supernowych pokazując, że mogą one być nawet jeszcze lepszymi świecami standardowymi niż wskazywały na to wcześniejsze prace.

Dobrym przykładem tego typu była praca Vaughana i innych (1995), z którym pracowałem w grupie z Oklahomy. Pokazywała ona, że zmniejszenie dyspersji supernowych typu Ia było możliwe po prostu przez odrzucenie tych bardziej przesuniętych ku czerwieni z próby badawczej. To pozwoliło odrzucić supernowe, których światło było osłabione przez pył (powodując, że wyglądały one

¹ Świece standardowe – tak nazywamy obiekty w astronomii, które charakteryzują się tą samą jasnością absolutną. Gdyby je ustawić w jednakowej odległości od Ziemi, to widzielibyśmy, że jednakowo świecą.

bardziej czerwono), a także nietypowe supernowe, które miały naturalną własność poczerwienienia. To oznaczało, że można było zredukować rozrzut supernowych, który we wcześniejszych danych wynosił 40–50 %, do około 30% przez odrzucenie poczerwienionych supernowych. W pracy Vaughana i innych podkreślono, że ten rozrzut zawierał także błędy pomiarowe, i skoro same pomiary były nieprecyzyjne, więc błędy mogły być przyczyną nawet tak dużego 30% rozrzutu próbki. Zatem potencjalnie mogło się okazać, że supernowe typu Ia były idealnymi świecami standardowymi, ale ze względu na jakość pomiarów, po prostu nie można było tego stwierdzić.

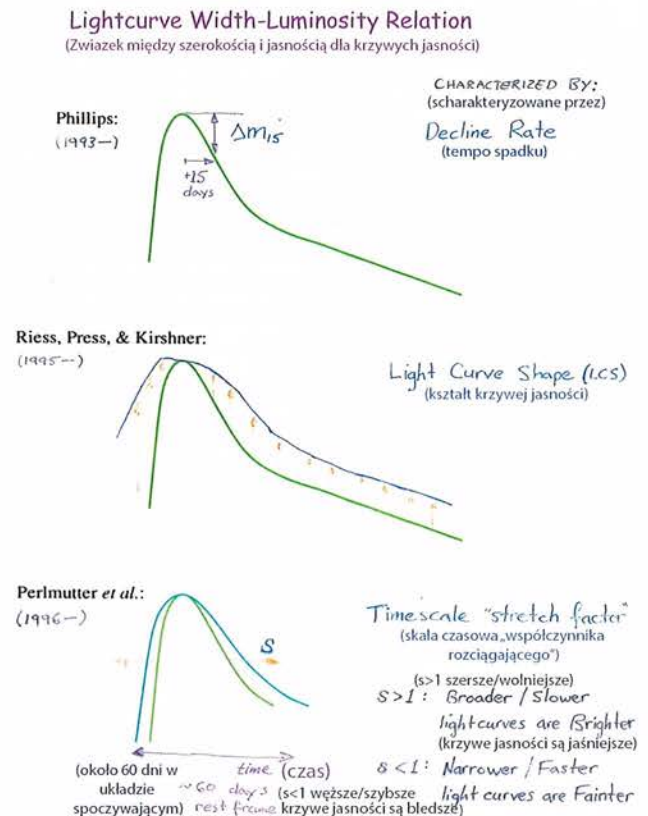


Ryc. 17. Jedno z podejść w celu udoskonalenia standaryzacji supernowych typu Ia sugerowane przez grupę Davida Brancha z Oklahomy (Branch, Fisher, Nugent 1993; Vaughan i inni 1995) polegało na odrzuceniu wszystkich poczerwienionych supernowych (zaznaczonych tutaj czerwonymi kółkami). To w rzeczywistości polegało na odrzuceniu supernowych poczerwienionych ze względu na pył oraz wielu nietypowych supernowych, prowadząc do lepszego ułożenia się próbki supernowych wzdłuż wykresu Hubble'a

Na początku lat 90-tych do badania supernowych włączyła się grupa Calan–Tololo. To był kluczowy moment dla całej dziedziny. W szczególności wspomnę tutaj nazwiska Mario Hamuy, José Maza, Mark Phillips i Nick Suntzeff, którzy byli liderami tej grupy i byli odpowiedzialni za przejście do następnej fazy badań. Dane obserwacyjne, które uzyskali zawierały supernowe znajdujące się wystarczająco daleko od zwykłego strumienia Hubble'a tak, że mogli oni pomierzyć względne odległości bardzo dobrze (Hamuy i inni 1993a, 1996). Dzięki użyciu tej samej metody odrzucenia poczerwienionych supernowych co Vaughan i inni (1995), byli oni w stanie zmniejszyć rozrzut supernowych do 18% tylko poprzez lepszą dokładność pomiaru. To dawało podstawę do pomiaru kosmologicznego jaki zamierzaliśmy wykonać.

Istniało jeszcze inne podejście do tego problemu zaproponowane przez Marka Phillipsa na początku lat 90-tych. Otóż można użyć skali czasu ewolucji gwiazdy supernowej od jej wybuchu. Na przykład na podstawie określenia jak szybko supernowa traciła blask od mo-

mentu kiedy był on maksymalny można było określić jej jasność w tym maksimum blasku (patrz ryc. 18) (Phillips 1993). Mark zauważył tę możliwość już we wcześniejszych opublikowanych danych obserwacji supernowych, a obserwacje Calan–Tololo potwierdzały tę hipotezę jeszcze bardziej. Adam Riess doszedł na tej podstawie do bardzo wyszukanej analizy statystycznej tego zjawiska dodając i odejmując wzorcowe kształty krzywych jasności (Riess, Press i Kirshner 1995). Nasza grupa użyła trzeciej metody obserwacji skali czasowej ewolucji supernowej rozwiniętej przez mnie: po prostu rozciągałem lub ścisnęłam oś czasu dla krzywej jasności za pomocą odpowiednio zdefiniowanego „współczynnika rozciągającego”

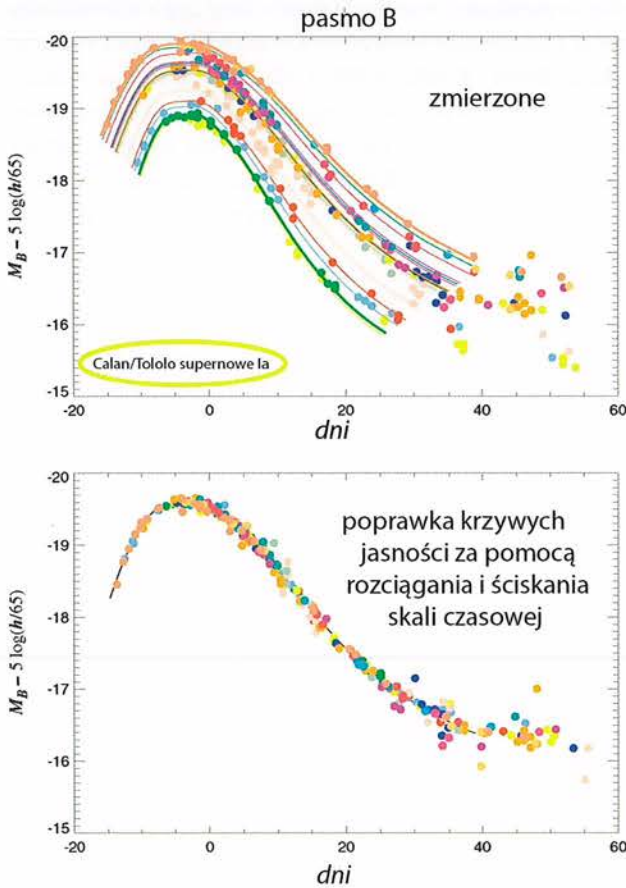


Ryc. 18. Trzy alternatywne podejścia do wyliczenia skali czasowej wybuchu supernowej (albo do określenia kształtu jej krzywej jasności) jako indykatora jaka była jasność supernowej w momencie maksimum blasku. Te metody opierały się na wniosku Phillipsa (1993), że im szybciej supernowa zanika tym mniejsza jest jej jasność absolutna

(Perlmutter i inni 1995a, 1997, 1999; patrz też Goldhaber 1995, 2001).

W tym podejściu można było zastosować cały zakres pięknie zmierzonych supernowych przez zespół Calan–Tololo, które zawierały zarówno jaśniejsze/wolniejsze jak również ciemniejsze/szybsze krzywe jasności i dla każdej z nich pomierzyć współczynnik rozciągający potrzebny do tego, aby dopasować do siebie te supernowe. Właśnie ten współczynnik rozciągający pozwalał wyliczyć jasność każdej z nich. W rzeczywistości, jeśli poprawimy każdą z krzywych jasności przez odpowiednie zwiększe-

nie jasności szybszych supernowych oraz zmniejszenie jasności wolniejszych supernowych poprzez rozciągnięcie bądź ściśnięcie ich skal czasowych, to będziemy mogli zestandaryzować ich krzywe jasności w taki sposób, że ustawią się one wzdłuż krzywej blasku kolejno jedna za drugą (patrz ryc. 19).



Ryc. 19. Istnieje możliwość *poprawienia* każdej krzywej jasności dla supernowej typu Ia przez odpowiednie rozjaśnienie szybciej znikających (mniejszy współczynnik rozciągający) i przyciemnienie wolniej znikających (większy współczynnik rozciągający) za pomocą rozciągania i ściśnięcia skali czasowej trwania jej wybuchu. Widać to na dolnym rysunku, w którym użyto związku liniowego pomiędzy rozciągnięciem skali czasowej krzywej jasności oraz jej maksimum jasności

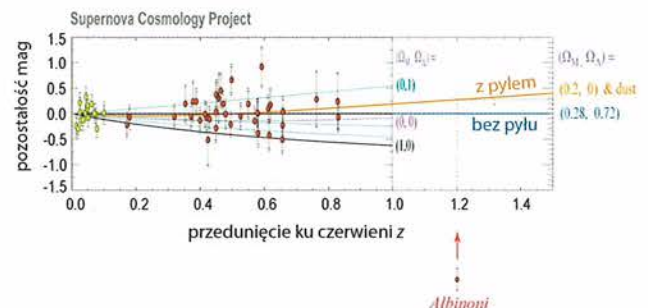
Te techniki pozwoliły na posunięcie badań daleko do przodu zmniejszając rozrzut próbki z 18 % do 12–15 %.

Teraz jeśli chodzi o problem osłabiania blasku supernowych przez pył międzygalaktyczny. Jak wspomniałem wcześniej, redukcja koloru zaproponowana przez grupę z Oklahomy w pracy Vaughan i inni nie tylko odrzucała te supernowe, które były bardziej przesunięte ku czerwieni, ale także supernowe, które były zasłonięte (i w związku z tym przesunięte ku czerwieni) przez pył. Innym sposobem poradzenia sobie z problemem jest pomierzenie tego jak czerwona jest supernowa i następnie wykonanie poprawki jej jasności ze względu na określoną ilość pyłu. [Stwierdzono także, iż taka kolorowa poprawka mogła być odpowiedzialna za pewną wewnętrzną zależność pomiędzy kolorem i jasnością supernowych, ponieważ

miała ona podobną postać jak zależność, którą odkryto dla pyłu (Tripp 1998, Tripp i Branch 1999]. Jak powiem później, gdy już raz dowiedliśmy skuteczności naszej techniki grupowego odkrywania i śledzenia supernowych, to byliśmy w stanie dostać czas obserwacyjny na teleskopach i uzyskać lepsze pomiary ich blasku, włączając w to dobry pomiar koloru potrzebny do tego celu.

Ważnym elementem historii z pyłem jest, że w zasadzie większość supernowych nie ma problemu z osłabieniem blasku przez pył. Wówczas można już było zbadać zakres względnych jasności oraz kolory bliskich supernowych i zauważyć, że większość z nich znajdowała się w wąskim obszarze wzdłuż krzywej – ich rozkład byłby o wiele szerszy, gdyby pył miał dominujące znaczenie. Naturalnie, tym o co trzeba się martwić porównując bliskie i dalekie supernowe jest czy zakres kolorów supernowych jest taki sam dla obu grup, co w istocie oznacza takie samo osłabienie jasności przez pył. W związku z tym rozwinęliśmy dwa podejścia do badań kolorów supernowych spowodowanych przez pył: można porównać rozkład kolorów supernowych, lub można poprawić jasność każdej pojedynczej supernowej używając koloru jako indykatora tego jak wielka poprawka jest potrzebna. (My użyliśmy obu tych podejść w wynikach jakie przedyskutuję dalej, a zatem byliśmy w stanie solidnie ocenić wpływ pyłu na nasze pomiary.)

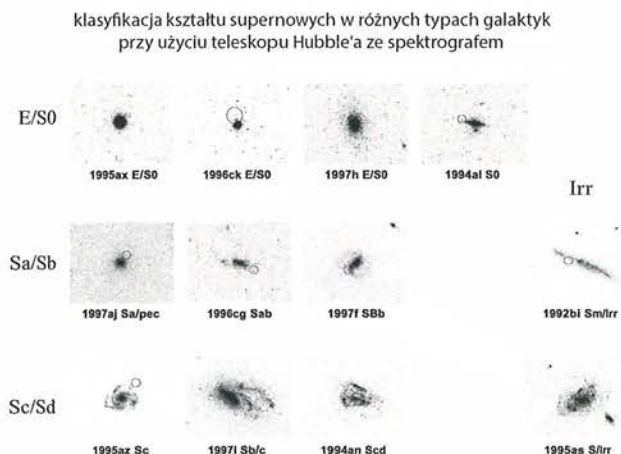
Był jeszcze trzeci fakt dotyczący pyłu, który zaczęliśmy prezentować podczas konferencji jako opcję przyszłościową gdy będziemy znajdować bardziej odległe supernowe. Przy dużych przesunięciach ku czerwieni jest możliwe rozróżnienie pomiędzy pociemnieniem supernowych spowodowanym pyłem, od pociemnienia spowodowanego efektami kosmologicznymi. Przy dużych odległościach wybuchy supernowych odbywały się tak dawno, że trudno było oczekiwać, aby pociemnienie spowodowane pyłem zwiększało się w taki sam sposób jak dzieje się to dla małych odległości. Im dalej wstecz, tym bardziej pociemnienie supernowych jest spowodowane ewolucją kosmologiczną a mniej istnieniem pyłu (patrz ryc. 20).



Ryc. 20. Wraz z odkryciem supernowej 1998 (nazwanej „Albinoni”) pokazaliśmy, że było możliwe odkrycie i spektroskopowe potwierdzenie supernowej posiadającej przesunięcie ku czerwieni większe od jedności. Zasugerowaliśmy, że pomiary przy tak dużych przesunięciach ku czerwieni pozwalały na odróżnienie wpływu pyłu od wpływu ewolucji kosmologicznej na pociemnienie supernowych obserwowane na diagramie Hubble’a

Za pomocą teleskopu Hubble'a w 1998 roku (Aldering i inni 1998) odkryliśmy, potwierdziliśmy spektroskopowo i zmierziliśmy krzywą jasności supernowej z przesunięciem ku czerwieni $z = 1,2$ – pierwszej supernowej kiedykolwiek znalezionej dla przesunięcia ku czerwieni większego od jedności. Nazwaliśmy ją Albanoni (patrz ryc. 20) i była to właśnie supernowa potrzebna do przetestowania tego zjawiska. Ten efekt był ostatecznie potwierdzony przez Adama Riessa i kolegów w pięknej pracy opartej na obserwacjach za pomocą teleskopu Hubble'a (HST, *Hubble Space Telescope*) – Riess i inni 2004.

W końcu pojawiła się obawa, że nie ma gwarancji, czy supernowe wybuchają tak samo przez kilka miliardów lat. Ponieważ patrzymy tak daleko w przeszłość, to można sądzić, że supernowe wybuchające w dalekiej przeszłości nie muszą być takimi samymi supernowymi jak te wybuchające dzisiaj. Byłoby zatem bezsensownym porównywanie ich jasności jeśli supernowe nie byłyby identyczne. Nasza grupa doszła do wniosku, że istnieje znakomita ścieżka, aby rozważyć ten problem. Ponieważ próbkę supernowych o małych przesunięciach ku czerwieni dało się podzielić na te, które znajdowały się w galaktykach eliptycznych oraz na te, które znajdowały się w galaktykach spiralnych, to takiego samego podziału można dokonać dla próbki supernowych o dużych przesunięciach ku czerwieni. Dalej można było badać efekty kosmologiczne oddzielnie dla supernowych o małych i dużych przesunięciach ku czerwieni, ale oddzielnie dla tych znajdujących się w galaktykach eliptycznych oraz oddzielnie dla tych znajdujących się w galaktykach spiralnych (patrz ryc. 21).



Ryc. 21. Poprzez wykonanie pomiarów oddzielnych grup gwiazd supernowych znalezionych w różnych typach galaktyk, istnieje możliwość sprawdzenia jak te pomiary zależą od istotnie różnych historii ewolucji tych galaktyk, ale posiadających zarówno małe jak również duże przesunięcia ku czerwieni. Taki test został zaproponowany w pracach Perlmutter i inni (1995b, 1997, 1999) i wdrożony w kilku etapach, co doprowadziło do studiów morfologicznych opartych o pomiary teleskopem Hubble'a i zostało pokazane na tym rysunku wziętym z naszej pracy (Sullivan i inni 2003)

Te różne otoczenia galaktyczne danej grupy supernowych miały inne historie, a zatem jeśli wpływ efektów kosmo-

logicznych w obu tych otoczeniach byłby taki sam, to oznaczałoby, że nasze pomiary nie są zbyt zmieniane przez otoczenia galaktyczne gwiazd supernowych.

Do połowy roku 1994 uzyskaliśmy już odpowiedzi na szereg wątpliwości wymienionych na ryc. 5 dotyczących użycia dalekich supernowych do pomiarów kosmologicznych, ale niestety musieliśmy dodać jeszcze jedną (patrz ryc. 22). Zaczęliśmy myśleć o tym, gdy rozpoczęliśmy analizę konsekwencji kosmologicznych pierwszej supernowej o dużym przesunięciu ku czerwieni, którą znaleźliśmy w 1992 roku. Jasne, że jedna supernowa nie daje nam decydującego pomiaru, ale zdarzyło się, że ta supernowa dawała bardzo małą wartość spowolnienia ekspansji Wszechświata a co za tym idzie, małą gęstość masy Wszechświata, która była odpowiedzialna za to spowolnienie. W rzeczywistości wartość parametru spowolnienia ekspansji była tak mała, że zaczęliśmy poważnie myśleć o pojęciu matematycznym znanym pod nazwą „stałej kosmologicznej”, którą Einstein dodał do swoich równań opisujących ewolucję Wszechświata. Einstein szybko odrzucił to pojęcie, gdy dowiedział się, że Wszechświat ekspanduje. Jednak jeśli stała ta występowałaby w tych równaniach, to przeciwdziałałaby sile grawitacji, która spowalnia ekspansję. Zdaliśmy sobie sprawę, że mała wartość parametru spowolnienia dla naszej pierwszej supernowej mogła być spowodowana wpływem stałej kosmologicznej zmagającej się z grawitacją. Jak zatem mogliśmy zinterpretować to co zaobserwowaliśmy? Czy powstały efekt jest wynikiem małej gęstości masy, czyli mniejszego spowolnienia z powodu słabszej grawitacji, czy też jest wynikiem istnienia

Dlaczego pomiar supernowych nie jest łatwy?

5. Co się dzieje jeśli istnieje einsteinowska „stała kosmologiczna” Λ ? Ona będzie przeciwdziałać grawitacji, która pojawia się dzięki masie (M) Wszechświata.

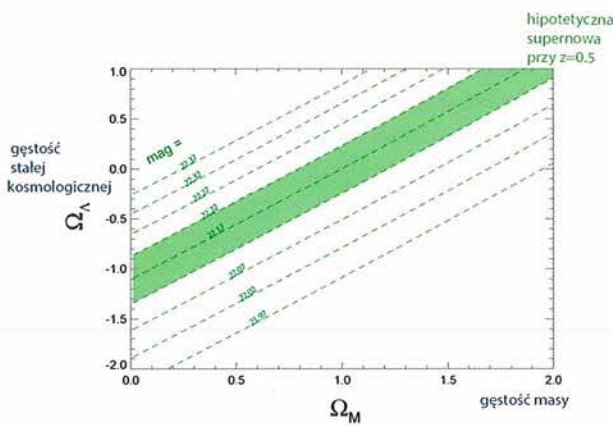
– Jak można określić, że jest mniej M , a więcej Λ , lub odwrotnie?

Ryc. 22. W roku 1994 pojawiła się nowa wątpliwość dotycząca pomiarów supernowych – była to wątpliwość, którą należało dodać do czterech innych wymienionych na rysunku 5

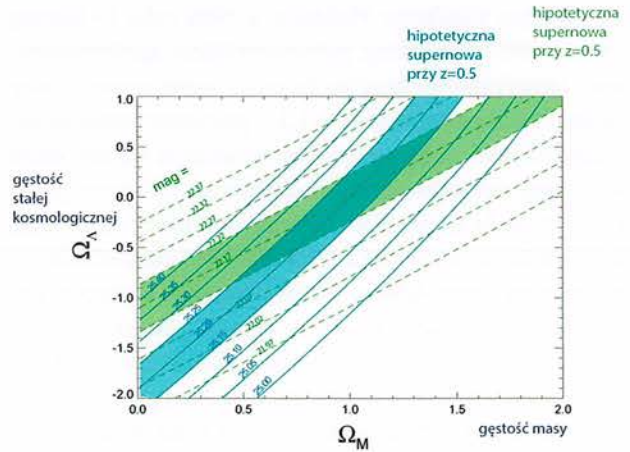
stałej kosmologicznej? Naszym zmartwieniem było to, że nie mogliśmy odpowiedzieć jednoznacznie na to pytanie.

Problem ten ilustruje rysunek 23 wzięty z pracy, którą napisałem wraz z Arielem Goobarem. Powiedzmy, że mamy supernową o przesunięciu ku czerwieni $z = 0,5$ ale tylko hipotetycznie, bo jeszcze jej nie zaobserwowaliśmy – i wyrysowujemy jakie kombinacje gęstości masy oraz gęstości stałej kosmologicznej byłyby konsystentne z jej obserwowaną jasnością. Otrzymujemy stabilnie wznoszący się do góry pas możliwych wartości. Mając tylko ten wykres nie wiedzielibyśmy czy prawdziwe war-

tości opisujące nasz Wszechświat znajdują się w lewej dolnej części pasa, gdzie zarówno gęstość masy jak i gęstość stałej kosmologicznej są małe, czy w prawej górnej części pasa, gdzie obie te gęstości są duże. Wraz z Arielem zdaliśmy sobie sprawę, że jeśli zwiększymy zakres rozważanych przesunięć ku czerwieni, tzn. jeśli zaczniemy studiować dalekie supernowe o przesunięciach ku czerwieni $z = 1$ i większych, to narysowany przez nas pas dopuszczalnych wartości parametrów kosmologicznych zacznie się obracać (patrz ryc. 24). Zatem przecięcie się tych różnych pasów dla supernowych o różnych przesunięciach ku czerwieni pozwoli nam na oddzielenie dwóch efektów: wpływu gęstości masy od wpływu stałej kosmologicznej na historię ekspansji Wszechświata.

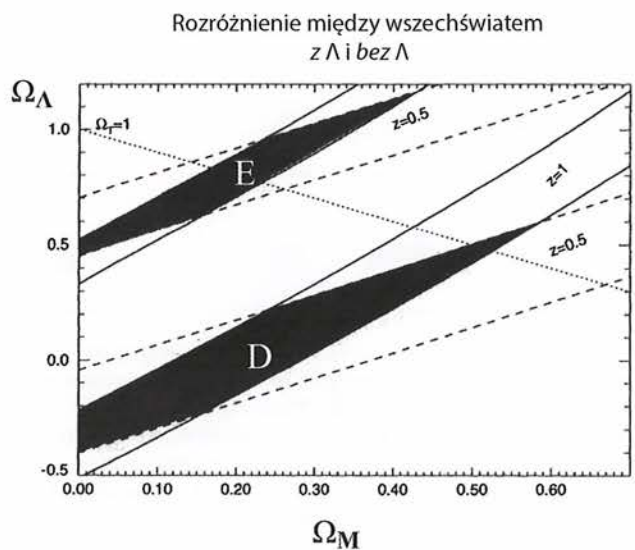
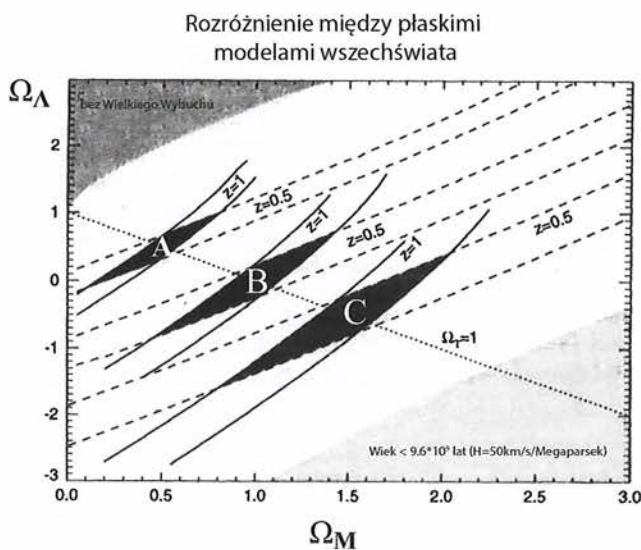


Ryc. 23. Goobar i Perlmutter (1995) użyli tego rysunku aby pokazać, że pomiar supernowej przy $z = 0,5$ (wówczas hipotetycznej) mógłby ograniczyć zakres możliwych wartości gęstości masy i gęstości stałej kosmologicznej przy jednoczesnym jego przesuwaniu się wzdłuż zielonego pasa zaznaczonego na rysunku



Ryc. 24. Zakres możliwych wartości gęstości masy i gęstości stałej kosmologicznej obraca się w płaszczyźnie tych parametrów wraz ze zwiększaniem się przesunięcia ku czerwieni obserwowanych supernowych (zakres ten dla hipotetycznej supernowej o przesunięciu ku czerwieni równym jedności jest zaznaczony na niebiesko). Przecięcie się takich pomiarów dla supernowych o różnych przesunięciach ku czerwieni pozwala na określenie wartości obu tych gęstości (na podstawie Goobar i Perlmutter 1995)

Na ryc. 25 ukazany jest wykres użyty przez nas w celu pokazania, że dla danej gęstości masy można dokonać rozróżnienia pomiędzy zerową wartością stałej kosmologicznej – czyli brakiem tej stałej – oraz znaczącą wartością tej stałej. Interesujące jest, że wartości jakie wybraliśmy w tym przykładzie okazały się bliskie do tych jakie uzyskaliśmy w wyniku końcowym. Oczywiście wówczas spodziewaliśmy się znaleźć, że wartość stałej kosmologicznej jest równa zero. (Podkreśliliśmy w pracy, że byłoby łatwiej dokonać pomiarów jeżeli stała kosmologiczna byłaby niezerowa, ponieważ niepewności pomiarowe byłyby mniejsze w tym obszarze wykresu.)



Ryc. 25. W pracy Goobar i Perlmutter (1995) podaliśmy zakres przykładowych modeli kosmologicznych aby pokazać jak próbki supernowych o przesunięciach ku czerwieni $z = 0,5$ oraz $z = 1$ mogłyby dać nam rozróżnienie pomiędzy gęstością masy i gęstością stałej kosmologicznej. Przykłady na rysunku po prawej stronie wydają się szczególnie cenne ponieważ pokazują, że we Wszechświecie z większą wartością stałej kosmologicznej pojawiają się mniejsze zakresy błędów, co pozwala na łatwiejsze potwierdzenie istnienia stałej kosmologicznej

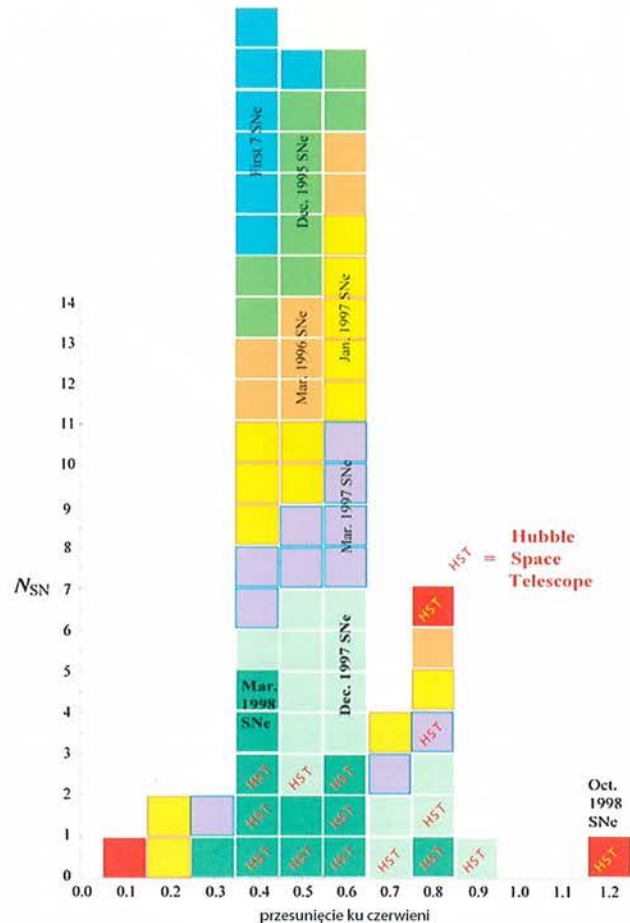
Zatem pod koniec 1994 roku byliśmy przygotowani do użycia nowej „grupowej” strategii odkrywania supernowych za pomocą metody „po wybuchu” i „na żądanie” podczas każdej sesji obserwacyjnej na teleskopie. Działo to jak fabryka supernowych: chcieliśmy znaleźć jak najwięcej supernowych i wykonać te subtelne i bardzo precyzyjne pomiary w wielu kolorach tak, aby uzyskać dużą próbę statystyczną potrzebną do zmierzenia jak mocno Wszechświat spowalnia swoją ewolucję. Używaliśmy do tego celu teleskopów na całym świecie. I tak potrzebowaliśmy teleskopów aby znaleźć supernowe (4-metrowego teleskopu *Cerro Tololo* w Chile), aby zbadać je spektroskopowo (10-metrowego teleskopu *Keck* na Hawajach), a także aby zbadać je fotometrycznie (teleskopu Izaaka Newtona na Wyspach Kanaryjskich oraz teleskopu WIYN w Tucson).

W istocie rzeczy nasze kampanie obserwacyjne miały dosyć dramatyczny charakter. Jeden zespół leciał najpierw do Chile i powracał tam za trzy tygodnie aby pobrać „fotografie odkrycia supernowych”, gdy w międzyczasie inny zespół w Berkeley wprowadzał dane w niemal rzeczywistym czasie do świeżo powstałego internetu w celu analizy danych. Zespoły mogły udać się na Hawaje, Wyspy Kanaryjskie, czy też do Tucson przesyłając sobie wzajemnie emaila pozwalające na nieustanne przekazywanie sobie wzajemnie informacji o każdej supernowej odkrywanej za pomocą naszej metody grupowej. W tym czasie nasz zespół znany pod nazwą *Supernova Cosmology Project* (SCP) składał się z więcej niż trzech czy czterech osób, które stanowiły jego trzon na początku. Ryc. 26 pokazuje większość tego zespołu w owym czasie. Chcę tutaj podkreślić, że była to grupa bardzo zdolnych, twórczych i oddanych projektowi osób, których współpraca była znakomitym przykładem pracy zespołowej.



Ryc. 26. Spotkanie robocze zespołu Supernova Cosmology Project pod koniec lat 90-tych. Górny rząd: Greg Aldering, Saul Perlmutter i Isobel Hook. Drugi rząd: Sebastian Fabbro i Alex Kim. Trzeci rząd: Rob Knop i Pilar Ruiz-Lapuente. Dolny rząd: Peter Nugent, Ariel Goobar i Gerson Goldhaber. (Brak Reynalda Paina, który robi zdjęcie)

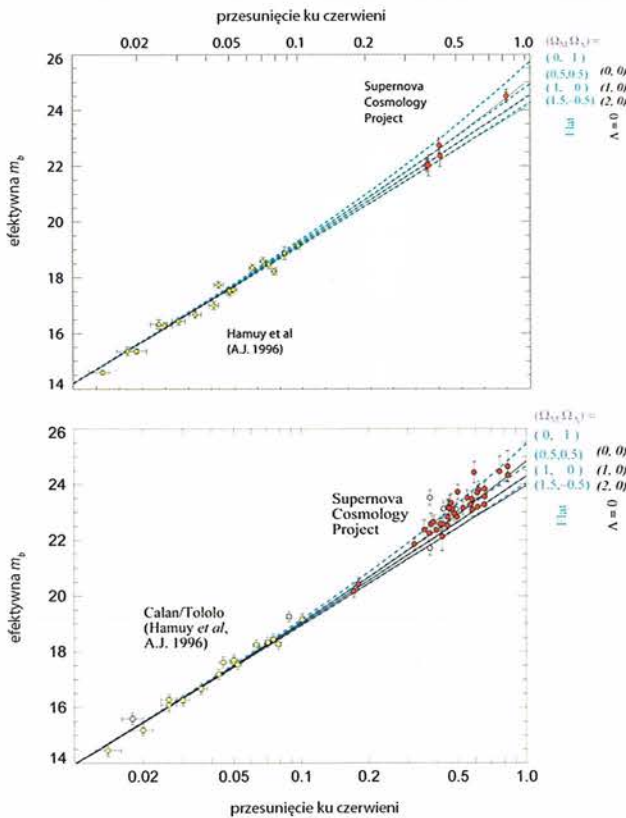
Miesiąc w miesiąc zaczęliśmy stopniowo konstruować powiększającą się próbkę gwiazd supernowych typu Ia – pokrywały one coraz szerszy zakres przesunięć ku czerwieni. Na rysunku 27 za pomocą różnych kolorów przedstawione są wyniki pomiarów przesunięć ku czerwieni dla każdego grupowego odkrycia supernowych w danym cyklu a potem w cyklu następnym: najpierw pół tuzina, potem tuzin, potem kolejny tuzin... w ten sposób do końca 1997 roku mieliśmy wystarczająco dużo supernowych pod ręką, aby powiedzieć, że nasza próbka jest statystycznie znacząca.



Ryc. 27. W każdym okresie (zaznaczonym innym kolorem) w latach 1994–1998 stosowaliśmy metodę „grupowego poszukiwania i śledzenia” w celu dodania nowego zbioru supernowych. Odległość (przesunięcie ku czerwieni) zwiększała się i w związku z tym zaczęliśmy używać teleskopu Hubble’a aby śledzić supernowe i otrzymywać najbardziej precyzyjne rezultaty

Dodając do diagramu Hubble’a coraz więcej grup supernowych o dużych przesunięciach ku czerwieni oraz publikując kolejno coraz to nowsze wyniki, przed naszymi oczami ukazywał się powoli coraz lepszy obraz ewolucji Wszechświata. Najwcześniejsze dane (czerwone punkty w okolicach $z = 0,4$ na górnym wykresie na ryc. 28) wydawały się wskazywać na spowalniający Wszechświat bez stałej kosmologicznej, ale dla siedmiu supernowych niepewności pomiarowe były duże. (To były pierwsze supernowe o dużych przesunięciach ku czerwieni. Uży-

liśmy ich przede wszystkim, aby pokazać, że nasza metoda grupowego odkrywania i późniejszego śledzenia działa. Dzięki temu mogliśmy wnioskować i otrzymywać wystarczająco dużo czasu obserwacyjnego na głównych teleskopach na świecie tak, aby dokonać bardziej dokładnych pomiarów kolejnych grup supernowych. I te kolejne grupy były o wiele lepiej mierzone.)

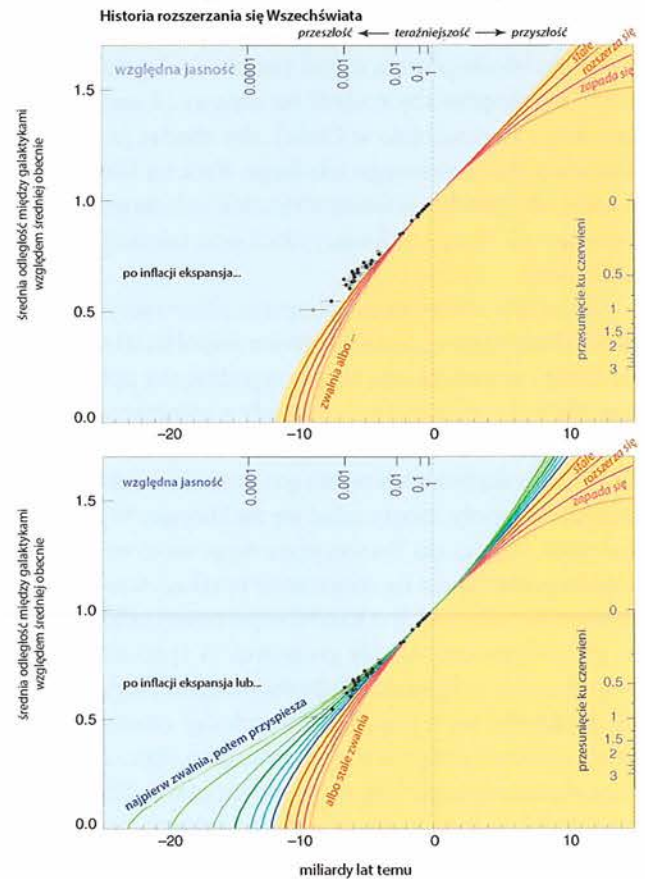


Ryc. 28. Wraz dodawaniem przez SCP coraz to nowych grup supernowych o dużych przesunięciach ku czerwieni do diagramu Hubble'a, wyłaniał się coraz bardziej klarowny obraz ewolucji Wszechświata (Perlmutter in inni 1998). Najwcześniejsze dane (czerwone punkty w okolicach $z = 0,4$ na górnym wykresie) wydawały się faworyzować spowalniający wszechświat bez stałej kosmologicznej, ale przy pomiarze tylko 7 supernowych niepewności pomiarowe były duże. Pojedyncza dobrze zmierzona supernowa dla dwukrotnie większego przesunięcia ku czerwieni (czerwony punkt dla $z = 0,83$ na górnym wykresie) sugerowała jednak inne rozwiązanie. Jednak dowody stały się bardzo mocne po pomiarze 42 supernowych (czerwone punkty na dolnym wykresie). Teraz było już jasne, że dane z supernowych wskazują na wszechświat, który jest zdominowany przez stałą kosmologiczną, a nie przez zwykłą materię. Jego ekspansja jest przyspieszana

W artykule w Nature, który ukazał się 1 stycznia 1998 roku wspomnieliśmy, że jedna z dobrze zmierzonych supernowych za pomocą teleskopu Hubble'a – o przesunięciu ku czerwieni dwukrotnie większym niż inne (czerwony punkt przy $z = 0,83$ na górnym wykresie na ryc. 28) sugeruje zupełnie inne rozwiązanie wskazujące na istnienie Wszechświata ze stałą kosmologiczną! Ten fakt stał się jednak zupełnie oczywisty natychmiast po pomiarze 42 supernowych (czerwone punkty na dolnym wykresie ryc. 28). Teraz był to klarowny zbiór supernowych

wskazujący na to, że Nasz Wszechświat jest zdominowany przez stałą kosmologiczną, a nie przez zwykłą materię.

Rysując te same dane jako historię ewolucji Wszechświata (patrz górny wykres ryc. 29), widzimy, że nie pasują one do żadnej z całego zakresu możliwych zwalniających ekspansję historii (krzywe linie na rysunku). Jak się okazuje, nie żyjemy we wszechświecie, który aktualnie



Ryc. 29. Jest oczywiste, że nasze dane z supernowych nie pasują do żadnej ze spowalniających opcji dla Wszechświata pokazanych na górnym wykresie. Aby dopasować te dane, musimy dodać krzywe, które obecnie odpowiadają przyspieszającemu Wszechświatowi, tak jak pokazano to na zaznaczonym na niebiesko obszarze na dolnym wykresie. Najlepiej dopasowana krzywa odpowiada spowalniającemu Wszechświatowi przez 7 miliardów lat, a następnie przyspieszającemu przez następne 7 miliardów lat. To był najbardziej zaskakujący rezultat jaki uzyskaliśmy dzięki supernowym (Perlmutter 2003)

spowalnia swoją ekspansję, lecz we wszechświecie opisywanym jedną z bardziej interesujących ewolucji pokazanych na dolnym wykresie rysunku 29: jego ekspansja zwalniała w przeszłości, ale potem przyspieszała przez następną połowę jego historii i może nawet przyspieszać w nieskończoność.

Zatem żyjemy we Wszechświecie, który jest zdominowany przez pewien nowy składnik materii – dotychczas nieznaną nam „ciemną energię”, która zmusza Wszechświat do coraz szybszej ekspansji. Niezwykle rzadko zdarza się, że dochodzimy do czegoś, co nie jest częścią naszego aktualnego modelu fizycznego. Jest to jeden z naj-

lepszych wyników jaki można uzyskać w podobnym projekcie naukowym. Czuję się niezwykle szczęśliwy, że mogłem w ogóle nad czymś takim pracować, ponieważ był to projekt, w którym dowolny rezultat jaki można było uzyskać byłby ekscytujący: mogliśmy stwierdzić, że Nasz Wszechświat byłby nieskończony w przestrzeni lub, że byłby skończony w przestrzeni i skończony w czasie. Każdy z tych wyników byłby wspaniały. Zamiast tego znaleźliśmy odpowiedź, która była nawet lepsza niż „wspaniała”, bowiem była dla nas całkowitą niespodzianką. Jest to coś, o czym wydaje nam się, że nawet nie możemy pomyśleć, kiedy zajmujemy się nauką.

Ten rezultat jest doskonałym przykładem tego, że nauka może mieć czasami podwójne oblicze. Z jednej strony było możliwe odkrycie czegoś co stanowiło niespodziankę dla nas wszystkich ponieważ nasza dziedzina, fizyka, osiągnęła znaczny postęp w rozumieniu Wszechświata. Mniej niż 100 lat temu nie mieliśmy pojęcia, że istnieje Wszechświat poza Naszą Galaktyką, czyli Drogą Mleczną. Ogromny rozmiar Wszechświata oraz fakt, że Wszechświat ekspanduje, że jest zamieszkały przez takie obiekty jak wybuchające gwiazdy – wszystko to, a nawet więcej, musiało być odkryte zanim nasz zespół mógł wykonać pracę, która doprowadziła nas do rozważenia nieznannej formy materii, która zawiera ponad dwie trzecie wszystkiego, co istnieje.

Jest zadziwiające jak wiele udało nam się odkryć. Jednak z drugiej strony znów jesteśmy zaskoczeni tym jak duża tajemnica otworzyła się przed nami i jak wiele pozostało nam jeszcze do odkrycia. Jedną z największych przyjemności z zajmowania się nauką – i sądzę, że to będzie wciąż prawdą w dowolnej chwili przez następne kilka stuleci – jest fakt gromadzenia coraz większej wiedzy przy jednoczesnym ogromnym obszarze rzeczy do odkrycia.

Te dwa aspekty nauki przypominają nam, że nauka jest metodą, a nie końcowym produktem. Nie wiemy, gdzie ona nas doprowadzi, ani jakich nowych – z pozoru magicznych – rezultatów dostarczy nam w przyszłości. Nigdy nie wiemy, czy to co odkryliśmy okaże się użyteczne, chociaż jest jasne, że gdziekolwiek w przeszłości

zrobiliśmy duży krok naprzód w naszym rozumieniu tego jak działa świat, to w końcu byliśmy w stanie rozwiązać coraz więcej problemów, w tym wiele problemów praktycznych. Sądzę, że jest to jedyna droga jaką powinniśmy się poruszać jako naukowcy: powinniśmy próbować określić to co możemy zrozumieć, co dalej otwiera nam więcej możliwości do tego, aby móc zmienić nasz świat.

Do tej pory, możecie Państwo mieć wrażenie, że nauka jest działaniem typu: łowimy ryby i suszymy sieci, tzn. najpierw identyfikujemy problem, potem rozwiązujemy go, aby w końcu zobaczyć jego wyniki. Ale rzeczywiste przesłanie wynikające z naszego doświadczenia jest inne: to jest nieustanny huragan ludzkiej aktywności. Niestety nie posiadamy zbyt wielu fotografii tego 10-letniego okresu, aby to pokazać.

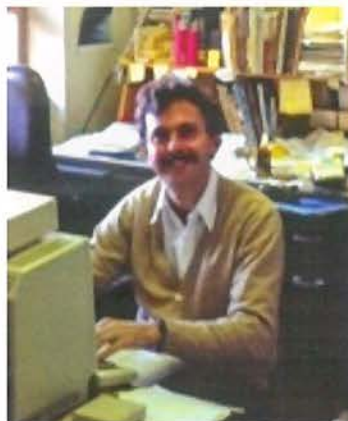
Kilka lat temu jednak spróbowałem wyrazić ten proces za pomocą bardzo szybkiego, impresjonistycznego, słownego zbioru scen z dekady, która doprowadziła nas do naszych odkryć. (Ilustruję to kilkoma fotografiami, które jednak posiadamy; patrz ryc. 29–82.)

Zaczyna się to burzą mózgow z Carlem Pennypackerem w Berkeley (1987), gdy po raz pierwszy debatowaliśmy nad sprzętem i oprogramowaniem dla projektu poszukiwania nowych supernowych o dużych przesunięciach ku czerwieni w grupie Richa Mullera, który szybko objął projekt swoją opieką – potem rezultat: cafeteria na szczycie góry w obserwatorium w Coonabarabran gdzie Carl, doktorant Heidi Newberg, nasz były student Shane Burns, wraz ze mną poznajemy naszych pierwszych kolegów z Australii: Warricka Coucha i Briana Boyle’a instalujących, a potem używających naszej magicznej kryształowej kuli dla korektora szerokokątnego widzenia w 4-metrowym teleskopie AAT – to doprowadziło do obserwacji (niepotwierdzonej) naszej pierwszej supernowej o dużym przesunięciu ku czerwieni.

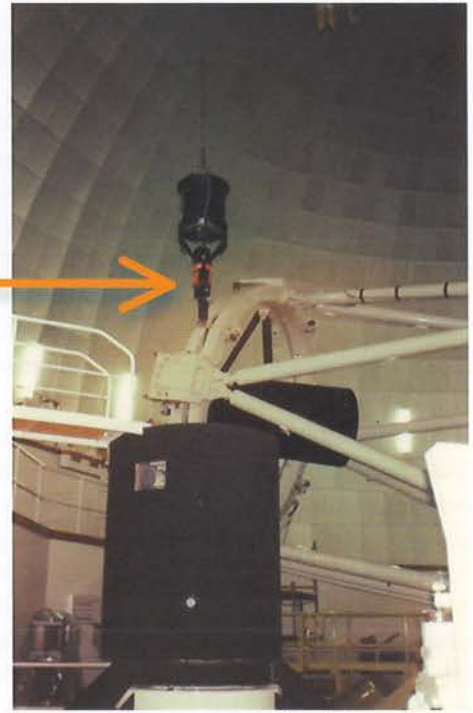
Wracając myślami do Berkeley mam obraz Gersona Godhabera dopasowującego między sobą transparencje z pozytywami i negatywami zdjęć wypełnionych galaktykami – była to analiza obrazów, która wymagała długich dni pracy w momencie, gdy przestały działać komputery.



Ryc. 30. Carl Pennypacker (z lewej) i Saul Perlmutter



Ryc. 31. Rich Miller dawniej i dzisiaj



Ryc. 32. Szerokokątna kamera CCD F/1 zamontowana na teleskopie anglo-australijskim



Ryc. 33. (Od lewej do prawej) Heidi Marvin Newberg, Warrick Couch, Carl Pennypacker, Shane Burns dawniej



Ryc. 34. Shane Burns dzisiaj



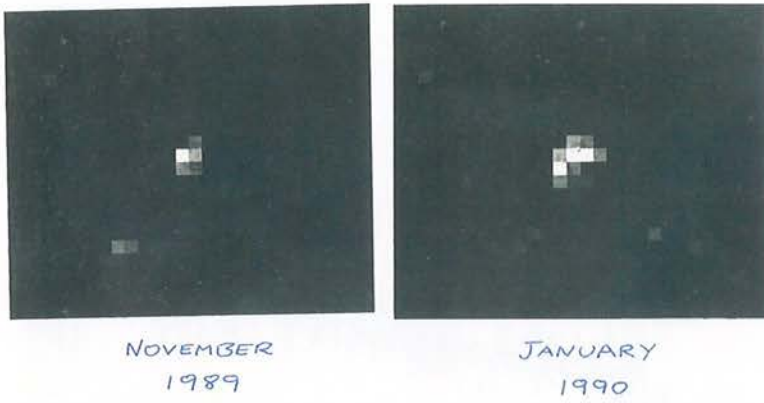
Ryc. 35. Brian Boyle



Ryc. 36. Warrick Couch wówczas i dzisiaj



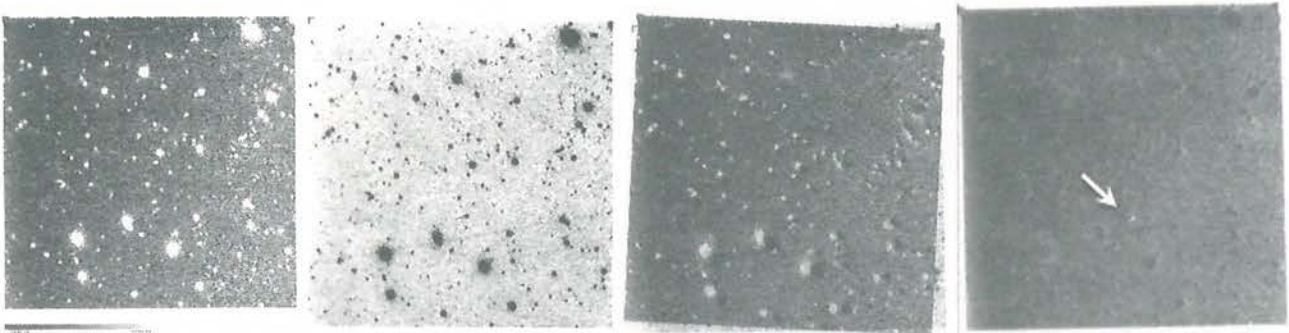
Ryc. 37. Heidi Marvin Newberg



Ryc. 38. Pierwsza (niepotwierdzona) supernowa o dużym przesunięciu ku czerwieni odkryta przez grupę za pomocą teleskopu anglo-amerykańskiego



Ryc. 39. Gerson Goldhaber



Ryc. 40. Transparencje ukazujące kolejne obrazy odległych galaktyk z ich komputerową redukcją w celu wyizolowania pojedynczej supernowej



Ryc. 41. Anglo-australijski teleskop w Coonabarabran w Australii



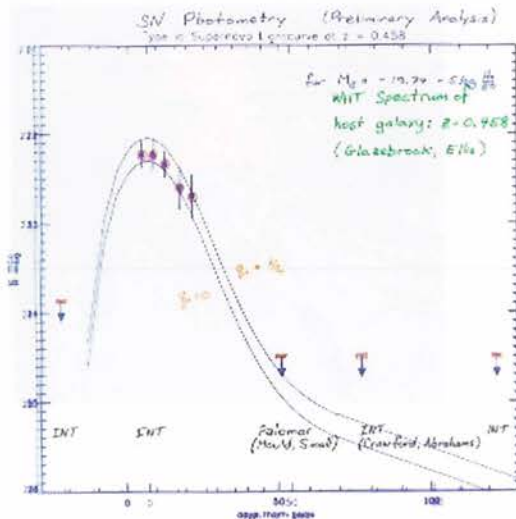
Ryc. 42. Teleskop Isaaca Newtona na wyspie La Palma (Wyspy Kanaryjskie)



Ryc. 43. Richard McMahon wówczas i dzisiaj



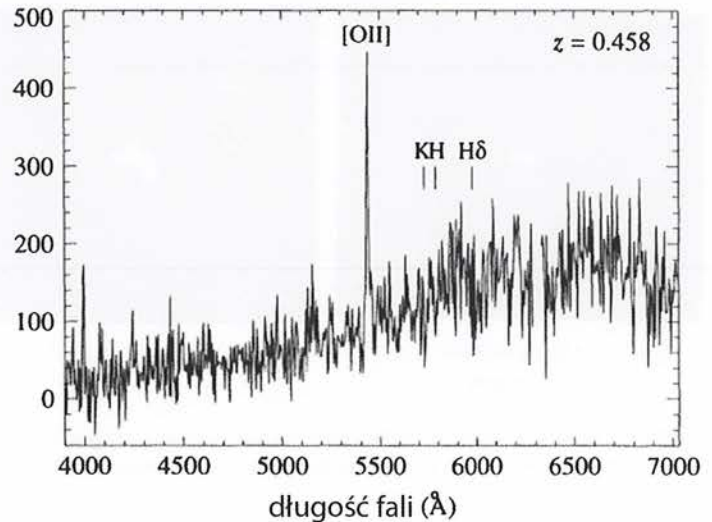
Ryc. 44. Richard Ellis wówczas i dzisiaj



Ryc. 45. Jeden z wstępnych wykresów pokazujący pojaśnienie i pociemnienie światła z pierwszej oficjalnie odkrytej przez grupę supernowej SN 1992bi. Rysunek wykonano na transparentacji, która jest nałożona na inną transparentację pokazującą oczekiwaną krzywą jasności w oparciu o dane z bliskich supernowych typu Ia

Powinienem zatrzymać się tutaj aby powiedzieć, że jestem pełen smutku, iż Gersona nie ma tutaj z nami – zmarł nieco ponad rok temu. Był on gorącym sercem i bystrym okiem naszego zespołu, a także gospodarzem dla współpracujących ze sobą zespołów. Powinien być z nami i cieszyć się z naszego sukcesu. Tęsknimy za nim.

W Australii nieustannie padał deszcz i pojawiało się coraz więcej chmur. Potem była zmiana i mogliśmy odcznąć z ulgą w słońcu pięknej wyspy La Palma, gdzie nasi nowi koledzy z Cambridge, Richard McMahon (pracujący z Mikiem Irwinem) badali najbardziej oddalone kwazary. Długie noce spędzane przy naprawie nowego instrumentu dla La Palma i pełne napięcia rozmowy telefoniczne z personelem teleskopu Isaaca Newtona w czasie, gdy dane były wysyłane do analizy do Berkeley. Potem nasza pierwsza „oficjalna” supernowa o dużym przesunięciu ku czerwieni – a także kluczowe



Ryc. 46. Spektrum jakie otrzymaliśmy dla galaktyki zawierającej naszą pierwszą oficjalną supernową o dużym przesunięciu ku czerwieni SN 1992bi – uzyskane za pomocą teleskopu Williama Herschela na La Palma

spektrum z teleskopu Hirschela na La Palma jako, że Richard Ellis dołączył wówczas do naszego zespołu (po tym jak pracował z pionierami obserwacji supernowych w Danii.)

W tym momencie europejczycy w pełnym składzie zasilili nasz zespół w Berkeley: Ariel Goobar ze Sztokholmu rozpoczął od rozwinięcia nowego rodzaju analizy danych wraz ze swoim studentem Alexem Kimem – z nimi zrobiłem burzę mózgow na temat pomiarów kosmologicznych. Krótki epizod Reynalda Paina z Paryża pozwolił na ocenę słabych (i mocnych) stron wykonanych skomplikowanych obserwacji – tych pierwszych, które nazywaliśmy „grupowymi odkryciami”. Ten okres kończy się w mojej pamięci uroczystym party u Gersona Goldhabera na wzgórzach Berkeley – mieliśmy wówczas butelkę szampana dla uczczenia każdej z pół tuzina supernowych odkrytych w tym cyklu.



Ryc. 47. Ariel Goobar (z lewej) i Carl Pennypacker w roku 1998



Ryc. 48. Ariel Goobar dzisiaj



Ryc. 49. Alex Kim



Ryc. 50. Reynald Pain

Central Bureau for Astronomical Telegrams
INTERNATIONAL ASTRONOMICAL UNION
Postal Address: Central Bureau for Astronomical Telegrams
Smithsonian Astrophysical Observatory, Cambridge, MA 02138, U.S.A.
IAUSUBS@CFA.HARVARD.EDU or FAX 617-495-7231 (subscriptions)
EMERGENCY@CFA.HARVARD.EDU or DOBEM@CFA.HARVARD.EDU (science)
Phone 617-495-7244/7440/7444 (for emergency use only)

SUPERNOVAE

The Supernova Cosmology Project (S. Perlmutter, S. Deustua, G. Goldhaber, D. Groom, I. Hook, A. Kim, M. Kim, J. Lee, J. Melbourne, C. Pennypacker, and I. Small, Lawrence Berkeley Lab. and the Center for Particle Astrophysics; A. Goobar, Univ. of Stockholm; R. Pain, CNRS, Paris; R. Ellis and R. McMahon, Inst. of Astronomy, Cambridge; and B. Boyle, P. Bunclark, D. Carter, and M. Irwin, Royal Greenwich Obs.; with A. V. Filippenko and A. Barth (Univ. of California, Berkeley) at the Keck telescope; M. Couch (Univ. of N.S.W.) and M. Sogita and J. Wouda (Mt. Stromlo and Siding Spring Obs.) at the Siding Spring 2.3-m telescope; H. Newberg (Fermi National Accelerator Lab.) and D. York (Univ. of Chicago) at the ARC telescope) report eleven supernovae found with the Cerro Tololo (CTIO) 4-m telescope in their 1995 High Redshift Supernova Search:

SN	1995 UT	R.A. (2000)	Decl.	R	Offset
1995aq	Nov. 19	0 29 04.26	+ 7 51 20.0	22.4	0°.6 W, 1°.4 S
1995ar	Nov. 19	1 01 20.41	+ 4 18 33.8	23.1	2°.9 W, 0°.5 S
1995as	Nov. 19	1 01 35.30	+ 4 26 14.8	23.3	0°.7 W, 0°.7 N
1995at	Nov. 20	1 04 50.94	+ 4 33 53.0	22.7	0°.3 W, 0°.4 S
1995au	Oct. 29	1 18 32.60	+ 7 54 03.5	20.7	1°.4 E, 3°.3 N
1995av	Nov. 20	2 01 36.75	+ 3 38 55.2	20.1	0°.2 W, 0°.0 N
1995aw	Nov. 19	2 24 55.54	+ 0 53 07.5	22.5	0°.2 W, 0°.2 S
1995ax	Nov. 19	2 26 25.80	+ 0 48 44.2	22.6	0°.3 W, 0°.2 S
1995ay	Nov. 20	3 01 07.52	+ 0 21 19.4	22.7	0°.9 W, 1°.4 S
1995az	Nov. 20	4 40 33.59	- 5 30 03.6	24.0	1°.6 W, 1°.7 N
1995ba	Nov. 20	8 19 06.46	+ 7 43 21.2	22.6	0°.1 E, 0°.2 N

Ryc. 51. Raport IAU na temat wyników „grupowego” poszukiwania supernowych



Ryc. 52. Pilar Ruiz-Lapuente wówczas i dzisiaj



Ryc. 53. Teleskopy na świecie jakich używaliśmy



Ryc. 54. Chris Lidman wówczas i dzisiaj

Otoczenie społeczne zmienia się nieco, gdy zaczyna się masową produkcję supernowych, z nowymi placówkami przy teleskopach wszędzie na świecie zwykle obsługiwanymi przez pojedynczych członków zespołu luźno połączonych ze strumieniem emaili, telefonów i faksów. Pilar Ruiz-Lapuente i Nic Walton są na La Palma, Chris Lidman jest naszym rzecznikiem w Chile, a Brad Schaefer jest w Kitt Peak. Większy zespół ekspedycyjny pojechał do Cerra Tololo w Chile, gdzie teraz generowane są wszystkie odkrycia supernowych (robię zdjęcie Dona Groom i Susany Deustua podczas jednej z takich podróży), po czym natychmiast kolejny zespół pędzi z nową listą prawdopodobnie pojawiających się supernowych do prawie

pozbawionego tlenu wierzchołka góry, wówczas nowo zainstalowanego teleskopu Keck. Mam pamiętne nagranie wideo Alexa Fillipenko – wówczas członka naszego zespołu, jego studenta Toma Mathesona i naszej nowej doktorantki z Cambridge, Isobel Hook oraz mnie tłoczących się wokół ekranu komputera w celu zobaczenia na nim danych z kolejnych supernowych. Z kolei w centrum kontrolnym w Berkeley nasi doktoranci pracują wytrwale: fotografują Matthew Kima i Sebastiana Fabbro z Francji w ciasnym pomieszczeniu pełnym studentów, postdoków oraz komputerów, a nasz były praktykant, Ivan Small, teraz próbuje zapanować nad coraz większym oprogramowaniem do poszukiwania supernowych.



Ryc. 55. Brad Schaefer



Ryc. 56. Don Groom



Ryc. 57. Susana Deustua



Ryc. 58. Alex Filippenko



Ryc. 59. Tom Matheson



Ryc. 60. Isobel Hook dawniej i dzisiaj



Ryc. 61. Matthew Kim



Ryc. 62. Sebastien Fabbro



Ryc. 63. Ivan Small

Potem wyobrażam sobie powagę przestrzeni kosmicznej w momencie, gdy teleskop kosmiczny Hubble'a cichutko wykonuje swoją część pracy i jednocześnie tu na

Ziemi pełen harmider ludzi – Andy Fruchter i Nino Panagia – umożliwiają wykorzystanie tego urządzenia w jak najbardziej efektywny sposób.



Ryc. 64. Teleskop kosmiczny Hubble'a



Ryc. 65. Andy Fruchter



Ryc. 66. Nino Panagia



Ryc. 67. Matthew Kim (z lewej) i Rob Knop odpoczywający po pracy



Ryc. 68. Rob Knop



Ryc. 69. Peter Nugent dawniej i dzisiaj



Ostatni akt rozpoczyna się wraz ze sprzątaniem po ostatniej nocy z kolejnym party współpracowników zespołu. Tym razem jednak pozostają nienaruszone całe skrzynki szampana – czujemy się lekko – są one oznaczone nazwami nowych supernowych, które mamy przeanalizować. Świeży rezerwowy zespół naukowców pracuje teraz w Berkeley: Rob Knop, który myśli, pisze na komputerze i programuje szybciej niż ja jestem w stanie mówić, Peter Nugent, żonglujący między teorią i praktyką, oraz Greg Aldering łączący w całość wszystkie wątki analizy... i poszukiwań.

Końcowy postęp naszych badań jest możliwy dzięki wszystkim znajdującym się w Berkeley praktykantom

pracującym po nocach i w weekendy (na komputerach w sieci): najpierw Julia Lee, potem Patricia Castro, Nelson Nunes i Robert Quimby – wszyscy oni kontynuują karierę w branży.

I w końcu wszyscy wstrzymujemy oddech pod naciskiem metaforycznych argumentów przemawiających za niespodziewanym odkryciem o Wszechświecie – tym, o którym przed chwilą usłyszeliśmy... I to jest właśnie nasz zespół badawczy!

Sądzę, że na tym przykładzie widać jak powszechne wyobrażenie o samotnym naukowcu w laboratorium absolutnie nie ma nic wspólnego z naszym *własnym* doświadczeniem: nauka jest – przynajmniej dla nas – dzia-

łałością społeczną w całej okazałości. To szczególne odkrycie było wynikiem współpracy niezwykle wspólnoty naukowców. W istocie rzeczy włączam w to dużą grupę osób współpracującą z dwoma zespołami (choć nie wszyscy z niej obserwują supernowe) reprezentu-

jącą pozostałą część społeczności supernowych. Pokazuję tutaj najważniejsze osoby z tego drugiego zespołu (*High-Z Supernova Search*) i wyrażam swoje wyrazy uznania i zadowolenia ze wspólnej pracy nad tym zagadnieniem.



Ryc. 70. Greg Aldering dawniej i dzisiaj



Ryc. 71. Julia Lee dawniej i dzisiaj



Ryc. 72. Robert Quimby dawniej i dzisiaj



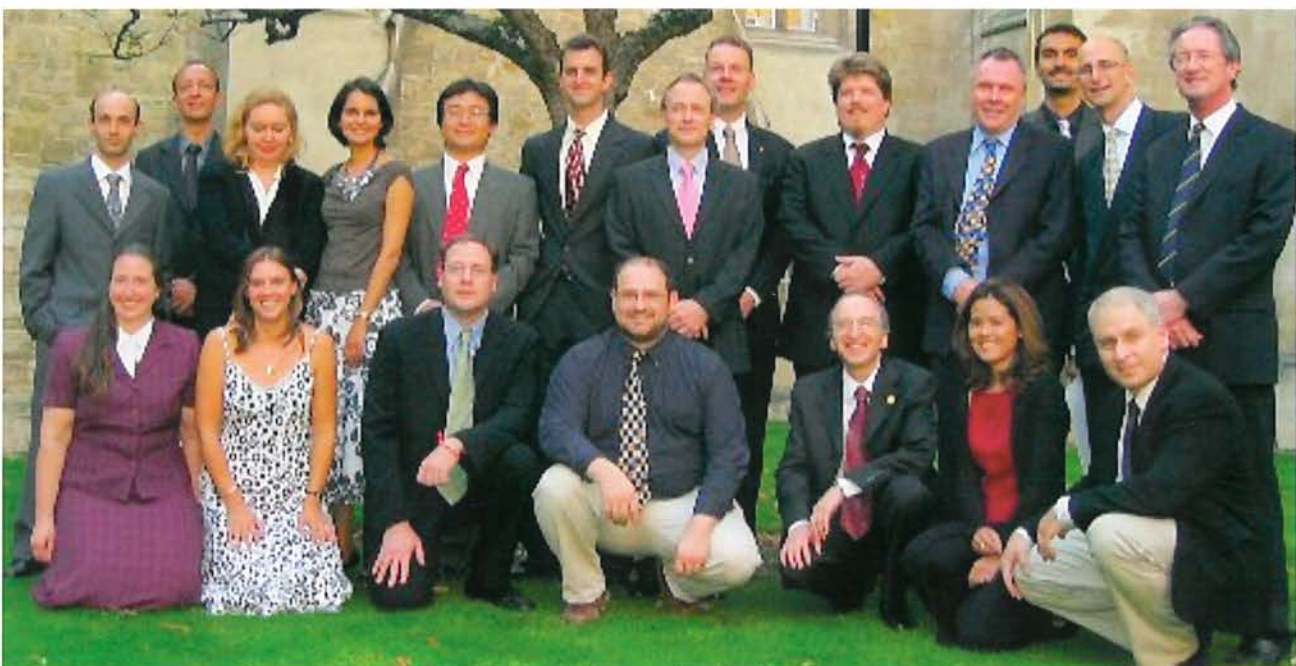
Ryc. 73. Nelson Nunes i Patricia Castro dawniej



Ryc. 74. Nelson Nunes dzisiaj



Ryc. 75. Patricia Castro dzisiaj

Ryc. 76. Zespół Projektu Kosmologicznego Supernowych (*Supernovae Cosmology Project – SCP*) w roku 2007

Ryc. 77. Zespół Poszukiwania Supernowych z Dużym-Z (*High-Z Supernovae Search*) w roku 2007

Ryc. 78. José Maza



Ryc. 79. Mario Hamuy



Ryc. 80. Craig Wheeler



Ryc. 81. Gustav Tamman



Ryc. 82. David Branch

Nic z tej ludzkiej choreografii nie mogłoby się zdarzyć, gdyby nie stałe wsparcie ze strony naszych rodzin i przyjaciół, nauczycieli i mentorów, a także naszych kolegów na uniwersytetach, w laboratoriach i obserwatoriach oraz odważnych decydentów, którzy w wielu przypadkach podejmowali ryzyko dotyczące prowadzenia badań naukowych, których końcowy wynik był nieprzewidywalny. Są oni tu dzisiaj reprezentowani przez rodziny i przyjaciół, którym chciałbym podziękować za pomoc i dźwiganie tego wszystkiego na ich barkach.

Jednak praca nie jest jeszcze skończona! Oczekujemy, że do nas dołączą inne zespoły naukowców ponieważ mamy zamiar drążyć tajemnicę, którą obecnie nazywamy ciemną energią.

Na zakończenie wyrażamy naszą wdzięczność Komitetowi Nagrody Nobla i Fundacji Nobla, które znalazły wspaniały sposób na wspieranie działalności ludzkiej w obszarze nauki. Dziękuję bardzo.

Bibliografia

- Aldering, G., i in., 1998, IAUC 7046, 1A, <http://www.cbat.eps.harvard.edu/iauc/07000/07046.html>.
 Baade, W., 1938, *Astrophys. J.* 88, 285.
 Branch, D., A. Fisher, P. Nugent, 1993, *Astron. J.* 106, 2383.
 Branch, D., D. Miller, 1993, *Astrophys. J.* 405, L5.
 Branch, D., G. Tammann, 1992, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 30, 359.
 Goldhaber, G., i in., 1995, [w:] *Four Papers by the „Supernova Cosmology Project”*, S. Perlmutter (red.), Lawrence

Berkeley Laboratory Report No. LBL-38400, patrz także *Thermonuclear Supernovae*, P. Ruiz-Lapuente, R. Canal, J. Isern (red.), NATO ASI Series C, Vol. 486 (Kluwer, Dordrecht, 1997).

- Goldhaber, G., i in., 2001, *Astrophys. J.* 558, 359.
 Goobar, A., S. Perlmutter, 1995, *Astrophys. J.* 450, 14.
 Hamuy, M., i in., 1993a, *Astron. J.* 106, 2392.
 Hamuy, M., i in., 1993b, *Publ. Astron. Soc. Pac.* 105, 787.
 Hamuy, M., M. M. Phillips, N. B. Suntzeff, R. A. Schommer, J. Maza, R. Aviles, 1996, *Astron. J.* 112, 2398.
 Hubble, E., 1929, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA.* 15, 168.
 Kim, A., A. Goobar, S. Perlmutter, 1996, *Publ. Astron. Soc. Pac.* 108, 190.
 Kowal, C. T., 1968, *Astron. J.* 73, 1021.
 Lidman, C., i in., 2005, *Astron. Astrophys.* 430, 843.
 Liebundgut, B., 1988, Ph.D. thesis (University of Basel).
 Liebundgut, B., 1990, *Astron. Astrophys.* 229, 1.
 Miller, D., D. Branch, 1990, *Astron. J.* 100, 530.
 Muller, R., H. J. M. Newberg, C. R. Pennypacker, S. Perlmutter, T. P. Sasseen, C. K. Smith, 1992, *Astrophys. J.* 384, L9.
 Nørgaard-Nielson, H. U., L. Hansen, H. E. Jørgensen, A. A. Salamañca, R. S. Ellis, W. J. Couch, 1989, *Nature (London)* 339, 523.
 Nugent, P., A. Kim, S. Perlmutter, 2002, *Publ. Astron. Soc. Pac.* 114, 803.
 Panagia, N., 1985, *Lecture Notes in Physics* (Springer, Berlin/Heidelberg), Vol. 224.
 Perlmutter, S., 2003, *Phys. Today* 56, No. 4, 53.
 Perlmutter, S., i in., 1995a, [w:] *Four Papers by the „Super-*

nova Cosmology Project”, S. Perlmutter (red.), Lawrence Berkeley Laboratory Report No. LBL-38400, patrz także *Thermonuclear Supernovae*, P. Ruiz-Lapuente, R. Canal, J. Isern (red.), NATO ASI Series C, Vol. 486 (Kluwer, Dordrecht, 1997).

Perlmutter, S., i in., 1995b, *Astrophys. J.* 440, L41.

Perlmutter, S., i in., 1997, *Astrophys. J.* 483, 565.

Perlmutter, S., i in., 1998, *Nature (London)* 391, 51.

Perlmutter, S., i in., 1999, *Astrophys. J.* 517, 565.

Phillips, M., 1993, *Astrophys. J.* 413, L105.

Riess, A., W. Press, R. Kirshner, 1995, *Astrophys. J.* 438, L17.

Riess, A., i in., 2004, *Astrophys. J.* 607, 665.

Sullivan, M., i in., 2003, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 340, 1057.

Tammann, G. A., B. Leibundgut, 1990, *Astron. Astrophys.* 236, 9.

Tripp, R., 1998, *Astron. Astrophys.* 331, 815, <http://adsabs.harvard.edu/abs/1998A%26A...331..815T>.

Tripp, R., D. Branch, 1999, *Astrophys. J.* 525, 209.

Uomoto, A., R. P. Kirshner, 1985, *Astron. Astrophys.* 149, L7.

Vaughan, T., D. Branch, D. Miller, S. Perlmutter, 1995, *Astrophys. J.* 439, 558.

Wheeler, J. C., R. Levreault, 1985, *Astrophys. J.* 294, L17.

Tłumaczenie: Mariusz P. Dąbrowski

Wykład noblowski, wygłoszony 8 grudnia 2011 roku w Sztokholmie, został przetłumaczony za zgodą Autora i Nobel Foundation. Translated with permission. © The Nobel Foundation 2011.

Nagroda im. Mariana Smoluchowskiego i Emila Warburga za rok 2013

Janusz Jędrzejewski • Instytut Fizyki Teoretycznej, Uniwersytet Wrocławski

Prof. dr hab. Krzysztof Redlich otrzymał Nagrodę im. Mariana Smoluchowskiego i Emila Warburga za rok 2013, przyznaną wspólnie przez Polskie Towarzystwo Fizyczne i Niemieckie Towarzystwo Fizyczne: „Za fundamentalny wkład do teorii materii jądrowej w bardzo wysokich temperaturach, będący ważnym impulsem dla zrozumienia i interpretacji fizyki zderzeń ciężkich jonów przy wysokich energiach“. Jest to nagroda za wybitne osiągnięcia w fizyce, zarówno w badaniach podstawowych jak i stosowanych. Przyznawana jest co dwa lata na zmianę fizykowi z Polski, któremu jest wręczana na Zjeździe Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego, i fizykowi z Niemiec, któremu jest wręczana na Zjeździe Fizyków Polskich. Nagroda zostanie wręczona profesorowi Redlichowi w marcu 2013 r. podczas corocznej konferencji Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego w Dreźnie.

Działalność naukowa profesora Krzysztofa Redlicha skupia się na badaniu silnie oddziałującej materii w wysokich temperaturach, w warunkach, jakie powstały po około pierwszych 10 mikrosekundach od Wielkiego wybuchu. Przypuszcza się, że materia była wtedy w stanie plazmy składającej się z kwarków i gluonów. Stan ten może być opisywany teoretycznie przy pomocy chromodynamiki kwantowej – teorii silnych oddziaływań jądrowych.

Prof. Redlich od dawna rozwija teorię dającą lepsze rozumienie przejść fazowych zachodzących między różnymi stanami materii silnie oddziałującej. W szczególności stworzył zupełnie nowe podejścia do interpretacji danych doświadczalnych we współpracy z uczonymi zajmującymi się eksperymentami. Od 2000 r. uczestniczy w pracach projektu badawczego ALICE przy Wielkim Zderzaczu Hadronów w Europejskim Ośrodku Badań Jądrowych (CERN) w Genewie, gdzie poprzez zderzenia ciężkich jonów próbuje się odtworzyć w laboratorium warunki jakie panowały tuż po Wielkim Wybuchu.

Profesor Krzysztof Redlich pracuje na Uniwersytecie Wrocławskim od 1981 r. Od 1995 r. jest profesorem zwyczajnym fizyki teoretycznej. Przez swoją działalność w licznych komisjach krajowych i międzynarodowych ma znaczny wpływ na rozwój uprawianej dziedziny badań. W Centrum Badania Ciężkich Jonów (GSI) w Darmstadt jest członkiem rad naukowych dwóch grup badawczych: *Facility for Antiproton and Ion Research* (FAIR – Urządzenie do Badania Antyprotonów i Jonów) oraz *Extreme Matter Institute* (EMMI – Instytut Materii Ekstremalnej). Profesor Redlich jest członkiem korespondentem Polskiej Akademii Nauk oraz Polskiej Akademii Umiejętności.

O statycznej przenikalności wody w polu elektrycznym do 10^{11} V/m i o tym, jak gęstość wody w polu niekiedy przekracza 2 kg/dm^3

Irena Danielewicz-Ferchmin • Wydział Fizyki, Uniwersytet im. Adama Mickiewicza
A. Ryszard Ferchmin • Instytut Fizyki Molekularnej PAN

Streszczenie. Rozważania statystyczne i elektrostatyczne uwzględniające rolę wiązań wodorowych w wodzie doprowadziły do wzoru opisującego przenikalność elektryczną ϵ w polu od 10^3 do 10^{11} V/m. W szczególności wyliczono wartość inkrementu Piekary $\Delta\epsilon/E^2$ dla wody otrzymując wartość niewiele odbiegającą od danych doświadczalnych wziętych z literatury. Obliczono przenikalność elektryczną ϵ wody w polach z zakresu $10^8 \leq E \leq 10^{11}$ V/m dla temperatur $273 \leq T \leq 373$ K przy ciśnieniu atmosferycznym, dla ciśnień $0,1 \leq P \leq 800$ MPa w temperaturze pokojowej oraz dla temperatur i ciśnień z krzywej równowagi woda/para. Przy zastosowaniu podejścia statystycznego i termodynamicznego obliczono zależność gęstości wody od pola elektrycznego. Pokazano wyniki w postaci wspólnej krzywej dla zależności gęstości wody od pola w różnych układach wokół kationów metali i molekuł białek oraz w pobliżu elektrod. Obliczenia nie zawierają parametrów dopasowania.

1. Wstęp

Profesor Arkadiusz Piekara opisał we właściwy sobie fascynujący sposób swoją drogę życiową i myślową w 1976 roku [1]. Już wtedy było jasne, że jego trwałym wkładem w naukę światową są badania nieliniowego efektu dielektrycznego w cieczach, których molekuły są obdarzone elektrycznymi momentami dipolowymi. Badania tego zjawiska podjął przed II Wojną Światową w Gimnazjum i Liceum im. Sułkowskich w Rydzynie i to, co godne uwagi, z udziałem jego uczniów. Późniejsi uczniowie Piekary i inni naukowcy w świecie badali ten efekt przez wiele powojennych dziesięcioleci. Wielkość charakteryzująca ten nieliniowy efekt zyskała z czasem miano inkrementu Piekary. Okazało się, że zjawisko to w cieczach z wiązaniami wodorowymi, w szczególności w wodzie, przebiega inaczej, niż w cieczach ich pozbawionych. Choć w wodzie w polu elektrycznym mamy do czynienia z wieloma spektakularnymi zjawiskami kinetycznymi, jak na przykład przepływ strugi wody poziomo w powietrzu bez rozpadu na krople [2], albo ułatwienie przepływu (zmniejszenie lepkości) wody przez przyłożenie napięcia do rury, w której ona płynie [3], to jednak ograniczymy się tylko do niektórych własności statycznych wody. Okazuje się, że jeżeli zejdziemy z grubością badanej warstwy wody do rozmiaru nanometrów, to można uniknąć przebicia nawet

w bardzo wysokim polu. Własności wody w tak silnych polach mają spore znaczenie na przykład w elektrochemii czy bio-fizyko-chemii. Okazuje się, że przez proste przyłożenie napięcia około 1 wolta do elektrod [4] można uzyskać cieniutką warstewkę wody o gęstości względnej powyżej dwu. Litr takiej wody waży ponad 2 kg, ale ponieważ dla uniknięcia przebicia elektrycznego jej warstwa musi być bardzo cienka, to taka jej ilość pokrywałaby 3 kilometry kwadratowe. Zauważmy, że podobnie zachowuje się woda w otoczeniu cząsteczek białka [5], gdyż i one roztaczają wokół siebie pole elektryczne.

Dalszy tekst jest podzielony na dwa rozdziały: tematem pierwszego jest przenikalność elektryczna wody, w szczególności jej zmiany przy zmianie pola. Przenikalność elektryczną wody ϵ opiszemy w ramach modelu Onsagera, uwzględniając jednak w obliczeniach statystycznych ograniczenia nałożone na kierunki momentów dipolowych przez wiązania wodorowe. Wyniki dla warunków normalnych w słabych polach E są zobrazowane na rys. 1, zaś w szerokim zakresie pól E na rys. 5. W dalszym ciągu tego rozdziału obliczymy inkrement Piekary $\Delta\epsilon/E^2$. Następnie stosując zaproponowany schemat interpolacyjny (rys. 4) otrzymamy zależności $\epsilon(E)$ w szerokim zakresie natężeń pola elektrycznego E przy różnych temperaturach (rys. 6), ciśnieniach (rys. 7), lub jednych i drugich łącznie (rys. 8). Wreszcie w kolejnym rozdziale zajmiemy

się wpływem ogromnej elektrostrykcji na gęstość wody. W szczególności przedstawimy obliczenia gęstości wody przy naładowanych elektrodach (lub powierzchniach polarnych kryształów), wokół pływających w wodzie jonów albo molekuł takich jak białka (rys. 10).

2. Przenikalność elektryczna wody

2.1. Przenikalność elektryczna wody w polu E około 10^3 V/m. Stała dielektryczna. Woda, podobnie jak inne ciecze dipolowe, umieszczona między okładkami kondensatora w polu elektrycznym zwiększa ϵ -krotnie pojemność kondensatora. Liczba ϵ nazywa się stałą dielektryczną i mierzy się ją w polu elektrycznym E około 10^3 V/m. Powierzchniowa gęstość ładunku σ na okładce kondensatora jest powiązana z polaryzacją dielektryka Y :

$$Y = \sigma - \sigma_0. \quad (1)$$

Dolny wskaźnik „0” odnosi się do próżni. Wiedząc, że $\sigma = E\epsilon_0\epsilon$, otrzymujemy

$$Y = \epsilon_0(\epsilon - 1)E. \quad (2)$$

ϵ_0 jest przenikalnością elektryczną próżni. Wielkość Y pochodzi od polaryzacji indukowanej i orientacyjnej. Polaryzacja orientacyjna, na której skupimy się w tej pracy, pochodzi od rzutów trwałych elektrycznych momentów dipolowych μ molekuł na kierunek pola E . Oznaczając przez $\langle \cos \theta \rangle$ średnią wartość kosinusa kąta θ między kierunkiem momentu dipolowego $\vec{\mu}$ a kierunkiem pola \vec{E} otrzymujemy dla składowej polaryzacji Y^{OR} pochodzącej od orientacji momentów μ w polu E :

$$Y^{OR} = N\mu\langle \cos \theta \rangle. \quad (3)$$

N jest liczbą molekuł w rozważanej objętości. Debye [6, 7] wzorując się na teorii paramagnetyzmu wyraził $\langle \cos \theta \rangle$ przez funkcję Langevina:

$$L(\Xi) = \text{ctgh } \Xi - \frac{1}{\Xi}. \quad (4)$$

Argumentem Ξ funkcji Langevina jest energia dipola w lokalnym polu elektrycznym wyrażona w jednostkach kT (k – stała Boltzmanna, T – temperatura w skali bezwzględnej)

$$\Xi = \frac{\mu E_{On}}{kT}. \quad (5)$$

Zastosowanie funkcji Langevina jest zasadne, jeżeli pod nieobecność pola moment μ może przybierać wszystkie kierunki w przestrzeni z równym prawdopodobieństwem. E_{On} oznacza natężenie składowej pola lokalnego Onsagera [6, 7, 8, 9] równoległej do E :

$$E_{On} = \frac{\epsilon(n^2 + 2)E}{2\epsilon + n^2}. \quad (6)$$

E_{On} jest składową pola lokalnego wywołującą orientację trwałego momentu dipolowego molekuły wody μ w polu E . Stosując model Onsagera [7, 8], który uwzględnia zarówno polaryzację indukowaną, jak i orientacyjną, otrzymujemy dla przenikalności elektrycznej ϵ następujący związek:

$$\epsilon = n^2 + N\mu \frac{n^2 + 2}{3V\epsilon_0 E} \langle \cos \theta \rangle. \quad (7)$$

N jest liczbą molekuł w objętości V . Dla pola 10^3 V/m, w którym mierzymy stałą ϵ , argument Ξ jest wielkością małą i $\langle \cos \theta \rangle$ możemy wyrazić przez pierwszy wyraz rozwinięcia funkcji Langevina $L(\Xi)$ w szereg potęgowy:

$$L(\Xi) = \frac{\Xi}{3} - \frac{\Xi^3}{45} + \dots, \quad (8)$$

więc

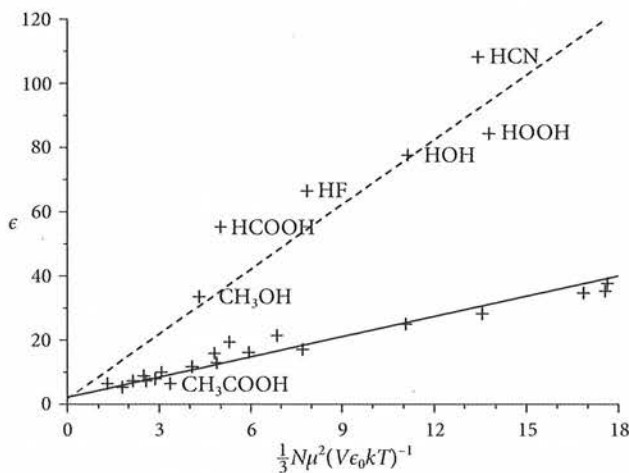
$$\langle \cos \theta \rangle = \frac{\Xi}{3}. \quad (9)$$

Z (5), (6) i (9) otrzymujemy

$$\langle \cos \theta \rangle = \frac{1}{3} \frac{\mu E \epsilon (n^2 + 2)}{kT (2\epsilon + n^2)}. \quad (10)$$

W tym przybliżonym wyrażeniu $\langle \cos \theta \rangle$ jest proporcjonalny do E . To liniowe przybliżenie można stosować dla słabych pól elektrycznych $\sim 10^3$ V/m. Ze wzoru (7) po uwzględnieniu wzoru (10) otrzymujemy wzór Onsagera dla stałej dielektrycznej cieczy dipolowej:

$$\frac{3(\epsilon - n^2)(2\epsilon + n^2)}{\epsilon(n^2 + 2)^2} = \frac{1}{3} \frac{\mu^2 N}{\epsilon_0 V kT}. \quad (11)$$

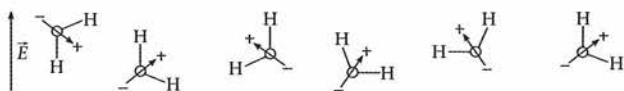


Rys. 1. Krzyżykami oznaczono punkty o rzędnych równych zmierzonej przenikalności ϵ i odciętych równych $N\mu^2(3V\epsilon_0 kT)^{-1}$. Krzyżyki, przy których napisano wzór chemiczny, dotyczą cieczy z wiązaniami wodorowymi, krzyżyki bez wzoru chemicznego dotyczą cieczy bez wiązań wodorowych. Położenie wszystkich punktów i prosta ciągła jest wykreślona na podstawie rys. 1 z pracy [10]. Linia przerywana jest dodana w obecnej pracy

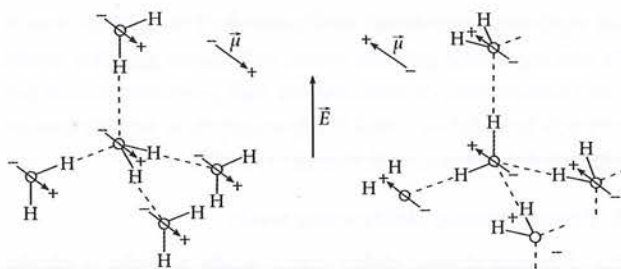
Na naszym rys. 1 wzorowanym na rys. 1 w pracy R. H. Cole [10] oznaczono krzyżykami punkty o rzędnych równych stałej dielektrycznej ϵ wziętej z doświadczenia i odciętych równych $N\mu^2(3V\epsilon_0 kT)^{-1}$ (por. też [9], rys. 31). Wartości stałej ϵ dla wielu cieczy dipolowych bez wiązań wodorowych, których molekuły mogą się swobodnie obracać pod nieobecność pola, oznaczono krzyżykami i idąc za autorem pracy [10] wykreślono

prostą ciągłą. Krzyżyki dotyczące cieczy niezasocjowanych leżą w pobliżu tej ciągłej prostej. Cole [10] wyciąga stąd wniosek, że stała dielektryczna ϵ cieczy dipolowych bez wiązań wodorowych jest dobrze opisana przez teorię polaryzacji Onsagera, w której $\langle \cos \theta \rangle$ jest wyrażony przez pierwszy wyraz rozwinięcia funkcji Langevina $L(\Xi)$ w szereg potęgowy: $\langle \cos \theta \rangle = (1/3) \cdot \Xi$. Inaczej jest dla cieczy z wiązaniami wodorowymi (dotyczą ich krzyżyki, przy których na rys. 1 napisano symbole chemiczne). W minionym stuleciu wielu autorów próbujących opisać wyniki pomiarów ϵ w wodzie za pomocą teorii Onsagera było zmuszonych do wprowadzania parametrów dopasowywanych do doświadczenia. Wyczerpującą literaturę tego zagadnienia podaje Marcus w artykule przeglądowym [11], rozdział 4.3. Jak widać na rys. 1, wartości stałej ϵ wody i innych cieczy z wiązaniami wodorowymi nie leżą w pobliżu prostej ciągłej. Leżą natomiast w pobliżu prostej przerywanej (której nie ma w pracy [10]) o nachyleniu trzykrotnie większym od nachylenia prostej ciągłej. To spostrzeżenie sugeruje inne możliwe podejście do opisu przenikalności cieczy z wiązaniami wodorowymi. W fizyce statystycznej znane są funkcje Brillouina $B_1(\Xi)$ dla różnych całkowitych liczb I możliwych orientacji momentu dipolowego [15]; funkcja Langevina jest jedną z nich w granicy $I \rightarrow \infty$. W szczególności dla $I = 2$ mamy funkcję $B_2(\Xi)$ [15], której pierwszy wyraz rozwinięcia w szereg potęgowy $\langle \cos \theta \rangle = 1 \cdot \Xi$, jest więc trzykrotnie większy od pierwszego wyrazu rozwinięcia funkcji Langevina $L(\Xi)$, czyli właśnie tyle, ile razy nachylenie prostej przerywanej na rys. 1 jest większe od nachylenia prostej ciągłej. Czy istnieje jakiś mechanizm w cieczach dipolowych z wiązaniami wodorowymi, któryby ograniczał liczbę możliwych orientacji dipoli w przestrzeni? Owszem, momenty dipolowe molekuł H_2O nie mogą się swobodnie obracać, gdyż powstrzymują je od tego kierunkowe wiązania wodorowe. W obecnej pracy opiszemy i zastosujemy do wybranych zagadnień dotyczących wody w polu elektrycznym zaproponowany przez nas w [12] statystyczny model przenikalności wody biorący to pod uwagę.

2.2. Statystyczny model przenikalności elektrycznej wody. Oznaczmy przez I liczbę możliwych orientacji momentu dipolowego μ . Na rys. 2 pokazujemy model, dla którego $I \rightarrow \infty$, czyli momenty dipolowe obracają się dość swobodnie, podobnie jak dipole w cieczach bez wiązań wodorowych, choć taka woda nie występuje w przyrodzie.



Rys. 2. Swobodnie obracające się dipolowe molekuly H_2O . Ciekła woda w takim stanie nie występuje



Rys. 3. Molekuly wody połączone wiązaniami wodorowymi. Reorientacja momentów dipolowych następuje równocześnie w molekule centralnej i molekułach połączonych z nią wiązaniami wodorowymi

Na rys. 3 pokazano najbliższe otoczenie molekuly H_2O mającej strukturę tetraedryczną; każda molekula powiązana jest z czterema sąsiednimi molekułami przez wiązania wodorowe. W takim układzie molekuł reorientacja momentu dipolowego μ w polu \vec{E} zachodzi przez równoczesne przesunięcie protonów w wiązaniami wodorowych, podobnie jak to zaproponował Pauling już w 1935 roku [13] dla tetraedrycznej struktury lodu. Według współczesnej wiedzy struktura ta jest w ciekłej wodzie w znacznej mierze zachowana, a obecność wiązań wodorowych w wodzie jest potwierdzona doświadczalnie w stanie superkrytycznym do temperatury 800 K [14]. Energia termiczna RT zrównałaby się z energią wiązania wodorowego przy 3000 K (w której oczywiście ciekłej wody nie ma) i dopiero w takiej temperaturze można by oczekiwać swobodnej rotacji dipoli molekuł wody, czyli wartości $I = \infty$ oraz $\langle \cos \theta \rangle = L(\Xi)$. Na rys. 3 pokazujemy dwie orientacje ($I = 2$) momentów dipolowych μ molekuł wody. W temperaturze pokojowej energia wiązania wodorowego (20–25 kJ/mol) przewyższa dziesięciokrotnie energię termiczną ($RT \cong 2,5$ kJ/mol), więc o odwracaniu momentów decydują wiązania wodorowe i przyjęcie $I = 2$ w warunkach normalnych wydaje się zasadne. Dla $I = 2$ średni kosinus wyraża się przez funkcję Brillouina $B_2(\Xi)$ [15].

$$B_2(\Xi) = \operatorname{tgh}(\Xi), \quad (12)$$

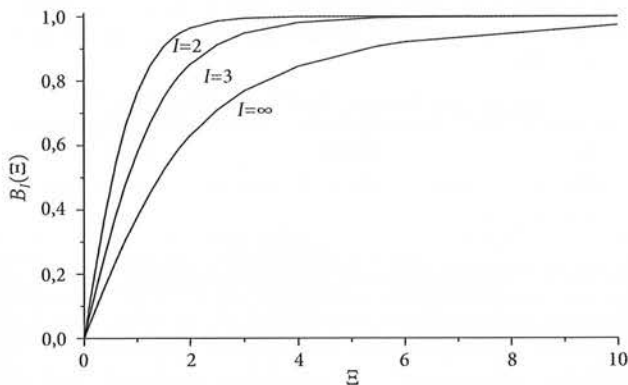
$$\operatorname{tgh}(\Xi) = \Xi - \frac{\Xi^3}{3} + \dots \quad (13)$$

Jeżeli do wzoru (7) podstawimy $\langle \cos \theta \rangle = \Xi$, czyli średni kosinus równy pierwszemu wyrazowi rozwinięcia $B_2(\Xi)$ w szereg potęgowy, otrzymujemy wzór dla stałej dielektrycznej cieczy dipolowej z wiązaniami wodorowymi, w szczególności dla wody:

$$\frac{3(\epsilon - n^2)(2\epsilon + n^2)}{\epsilon(n^2 + 2)} = \frac{N\mu^2}{V\epsilon_0 kT}. \quad (14)$$

Mamy więc do czynienia z $B_2(\Xi)$ w warunkach normalnych i z $L(\Xi)$ w bardzo wysokiej temperaturze. Powstaje pytanie, jaki wzór mógłby rozsądnie opisać przenikalność ϵ wody w warunkach pośrednich temperatur? W odpowiedzi proponujemy schemat interpolacyjny między ty-

mi krańcowymi sytuacjami (rys. 2, równ. (11) i rys. 3, równ. (14)) oparty na obserwacji, że funkcję Langevina można wyrazić jako granicę ciągu funkcji Brillouina $B_I(\Xi)$ dla I dążącego do ∞ (por. rys. 4).



Rys. 4. Funkcja Brillouina $B_2(\Xi)$ dla $I = 2$ wyraża $\langle \cos \theta \rangle$ dla wody o lokalnej strukturze tetraedrycznej, funkcja Langevina $L(\Xi) = B_\infty(\Xi)$ wyraża $\langle \cos \theta \rangle$ dla cieczy dipolowej bez wiązań wodorowych lub hipotetycznej „wody” złożonej z niepołączonych ze sobą monomerów. Schemat interpolacyjny (patrz tekst) prowadzi do stanów pośrednich odpowiadających $2 < I < \infty$, na przykład pokazanego $I = 3$, lub (nie uwidoczionych) krzywych między nimi dla wartości $2 < I < 3$ wziętych z tab. 1, 3 i 4

Można przypuszczać, że w miarę wzrostu temperatury powyżej pokojowej część wiązań wodorowych zostanie zerwana i w warunkach pośrednich efektywnie otrzymamy zależność zbliżoną do funkcji Brillouina $B_I(\Xi)$ dla wartości I między 2 i ∞ (jak widać w tab. 1, 3 i 4), a właściwie między wartością 2 a 3. Wartość $\langle \cos \theta \rangle$ dla dowolnej pośredniej liczby I możliwych orientacji elektrycznego momentu dipolowego wyrażają funkcje Brillouina $B_I(\Xi)$:

$$B_I(\Xi) = \frac{I}{I-1} \operatorname{ctgh} \frac{I\Xi}{I-1} - \frac{1}{I-1} \operatorname{ctgh} \frac{\Xi}{I-1}. \quad (15)$$

Dla małych wartości argumentu Ξ funkcję $B_I(\Xi)$ można rozwinąć w szereg potęgowy:

$$B_I(\Xi) = \frac{I+1}{3(I-1)}\Xi - \frac{I^4-1}{45(I-1)^4}\Xi^3 + \dots \quad (16)$$

Wprowadzamy oznaczenia

$$B_I(\Xi) = b(I)\Xi - c(I)\Xi^3 + \dots \quad (17)$$

Obliczając stałą dielektryczną bierzemy pod uwagę tylko pierwszy wyraz rozwinięcia (17). Współczynnik $b(I)$ jest powiązany z liczbą I :

$$I = \frac{3b+1}{3b-1}. \quad (18)$$

Różnym wartościom I odpowiadają różne współczynniki $b(I)$ przy pierwszych wyrazach rozwinięcia $\langle \cos \theta \rangle$ w szereg potęgowy. Dla funkcji Langevina (8) mamy $b(I) = 1/3$, dla funkcji Brillouina $B_2(\Xi)$ (wzór (13)) mamy $b(I) = 1$.

Dla temperatur i ciśnień, przy których znamy z pomiarów stałą dielektryczną ϵ , wyznaczamy współczynnik $b(I)$ ze wzoru:

$$\frac{3(\epsilon - n^2)(2\epsilon + n^2)}{\epsilon(n^2 + 2)^2} = b(I) \frac{\mu^2 N}{\epsilon_0 V k T}. \quad (19)$$

Znając $b(I)$ obliczamy I ze wzoru (18). Dla danego I można obliczyć przenikalność ϵ jako funkcję natężenia pola elektrycznego (już nie stałą dielektryczną). Dla wartości $b(I)$, które nie prowadzą do całkowitych wartości I przyjmujemy, że $B_I(\Xi)$ jest określone przez wzór (15) z definicji. Podstawiając do wzoru (7) za $\langle \cos \theta \rangle$ wyrażenie $B_I(\Xi)$ ze wzoru (15) otrzymujemy:

$$\epsilon - n^2 = \frac{N\mu(n^2 + 2)}{3V\epsilon_0 E} \left[\frac{I}{I-1} \operatorname{ctgh} \frac{I\Xi}{I-1} - \frac{1}{I-1} \operatorname{ctgh} \frac{\Xi}{I-1} \right], \quad (20)$$

gdzie Ξ jest określone wzorem (5). Wzór (20) pozwala na wyliczenie przenikalności elektrycznej wody w zależności od natężenia pola elektrycznego $\epsilon = \epsilon(E)$ dla temperatur T i ciśnień P , dla których wyznaczaliśmy liczbę I ze wzoru (18).

2.3. Przenikalność elektryczna wody w polu $E \geq 10^7$ V/m. Inkrement Piekary. Mamy już opis przenikalności elektrycznej oparty na statystyce fizycznej. Pojawia się pytanie, w jakim zakresie natężenia pola elektrycznego ϵ jest wielkością stałą, tzn. niezależną od natężenia pola E . Jeżeli we wzorze (20) średni kosinus (wyrażenie w nawiasie) zastąpimy pierwszym wyrazem szeregu potęgowego (wzór (16)), to rzeczywiście ϵ jest wielkością niezależną od pola E , co można odczytać ze wzoru (14). Pytamy, do ilu V/m można stopniowo zwiększać natężenie pola E i mierzyć ϵ ? Przenikalność mierzy się w kondensatorze cieczowym, w którym badana woda, bardzo starannie oczyszczona [16, 17, 18], jest umieszczona pomiędzy dwiema elektrodami. Odległość między nimi jest równa ułamkowi milimetra, a pole elektryczne wynosi $E \sim 10^7$ V/m. Dla $E > 10^7$ V/m w warstwach o tej grubości następuje przebicie elektryczne uniemożliwiające pomiar. Natomiast w warstwach wody o grubości około nanometra, na przykład w otoczkach hydratacyjnych jonów, molekuł białek, a także w warstwie wody przylegającej do naładowanej (lub silnie polarnej) powierzchni występują pola E wyższe od 10^7 V/m i nie prowadzą do przebicia. W tym ostatnim wypadku dochodzi bowiem do utworzenia warstwy podwójnej Helmholtza, gdyż nawet czysta woda jest elektrolitem.

Oznaczmy przez ${}^E\epsilon$ przenikalność wody mierzoną w polu $\sim 10^7$ V/m. Ta wielkość bardzo mało różni się od stałej dielektrycznej ϵ mierzonej w polu $\sim 10^3$ V/m. Mierzy się więc tylko zmianę:

$$\Delta\epsilon = {}^E\epsilon - \epsilon. \quad (21)$$

$\Delta\epsilon$ dla wody jest wielkością ujemną. Z doświadczenia wiadomo, że ta mała zmiana przenikalności $\Delta\epsilon$ zależy liniowo od kwadratu natężenia pola, czyli $\Delta\epsilon/E^2 = \text{const}$ dla $E \sim 10^7$ V/m. Wyrażenie $\Delta\epsilon/E^2$ zwie się inkrementem (przyrostem) Piekary, choć część autorów oznacza tę wielkość NDE (skrót od *non-linear dielectric effect*). Dla wody liniową zależność $\Delta\epsilon$ od E^2 obserwowano w pracach [16, 17, 18]. Były też wcześniejsze badania $\Delta\epsilon/E^2$ dla wody, obszernie omówione w monografii Chełkowskiego [6], §39.

Obliczymy teraz $\Delta\epsilon/E^2$ dla wody stosując statystyczny model przenikalności wody i otrzymany wynik porównamy ze zmierzonym w pracach [16–18]. W tym celu należy obliczyć ${}^E\epsilon$ z wyrażenia (7) przez podstawienie w nim w miejsce $\langle \cos \theta \rangle$ dwóch pierwszych wyrazów rozwinięcia $B_I(\Xi)$ w szereg potęgowy, a dla obliczenia ϵ – podstawienie tylko pierwszego wyrazu rozwinięcia (bo dla małego E wyrazy z jego wyższymi potęgami są wielkościami małymi wyższego rzędu, do pominięcia), a następnie należy obliczyć różnicę (21). Otrzymujemy:

$$\frac{\Delta\epsilon}{E^2} = \frac{N\mu^4 (n^2 + 2)^4 \epsilon^3}{135k^3 T^3 \epsilon_0 V (2\epsilon + n^2)^3 (I - 1)^4} \frac{I^4 - 1}{I} \quad (22)$$

Tab. 1. Wartości średniej liczby I możliwych orientacji momentów dipolowych μ molekuł H_2O w temperaturze T oraz inne wielkości ze wzoru (19). n jest współczynnikiem załamania światła (dla długości fali 589,3 nm) [19, 20], V jest objętością molową wody [20], ϵ jest stałą dielektryczną [21], $b(I)$ obliczone ze wzoru (19), I – ze wzoru (18)

T (K)	n	V (cm ³ /mol)	ϵ	$b(I)$	I
273	1,33395	18,0182	87,90	1,003	1,996
293	1,33299	18,0477	80,20	0,984	2,024
313	1,33051	18,1566	73,17	0,967	2,052
333	1,32718	18,3231	66,73	0,950	2,080
353	1,32287	18,5381	60,86	0,934	2,110
373	1,31783	18,7980	55,51	0,918	2,140

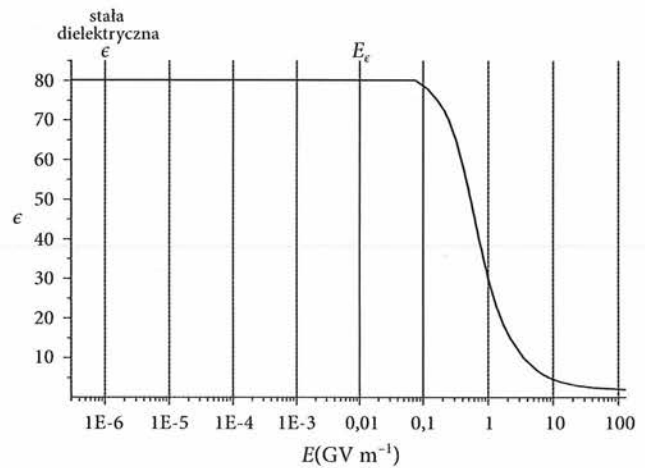
Podstawiając dane dla 293 K (tab. 1) obliczamy wartość liczbową inkrementu Piekary ze wzoru (22) i porównujemy danymi doświadczalnymi wziętymi z literatury w tab. 2. Dla pól o natężeniu $E \sim 10^7$ V/m obserwowano i wykreślono liniową zależność $\Delta\epsilon$ od E^2 : w pracy [16] na rys. 3, w pracy [17] na rys. 2 i w pracy [18] na rys. 1. Odczytane z tych wykresów nachylenie prostej $\Delta\epsilon(E^2)$ podajemy w tab. 2. Różnica między widocznymi w tab. 2 danymi z prac [16, 17] i [18] wynosi $0,034 \times 10^{-14}$ (V/m)⁻². Jeżeli tę różnicę przyjąć za niepewność pomiaru, to nasz wynik $(-0,02 \pm 0,034) \times 10^{-14}$ (V/m)⁻² obliczony na podstawie wzoru (22) może być uznany za niezły. Inkrement Piekary jest wielkością bardzo małą, której pomiar należy do trudnych, jest zakłócany przez przewodnictwo elektryczne próbki, wydzielające się ciepło i efekty brzegowe [16–18]. Autorzy pracy [18] uwzględniając efekty aparaturowe oszacowali przez ekstrapolację, że $-\Delta\epsilon/E^2 = (0,08 \pm 0,012) \times 10^{-14}$ (V/m)⁻².

Zauważmy, że ϵ jest nieliniową funkcją pola E dla wszystkich pól $E \geq 10^7$ V/m. Obliczając ϵ dla $E > 10^7$ V/m wyrażamy $\langle \cos \theta \rangle$ przez pełną funkcję $B_I(\Xi)$ – p. równ. (15).

Tab. 2. Porównanie zmierzonej [16–18] wartości inkrementu Piekary (NDE) dla wody z wartością obliczoną ze wzoru (22) dla $T = 293$ K i $P = 0,1$ MPa

Inkrement Piekary $\Delta\epsilon/E^2 \times 10^{14}$ (V/m) ⁻²		
-0,1	-0,066	-0,02
[16] H. A. Kołodziej i in. 1975	[18] A. E. Davies i in. 1978	obecna praca wzór (22)
[17] P. A. Bradley i in. 1975		

Wyniki obliczeń zależności ϵ od E z równania (7) z uwzględnieniem (15) dla $T = 293$ K i $P = 0,1$ MPa pokazujemy na rys. 5.



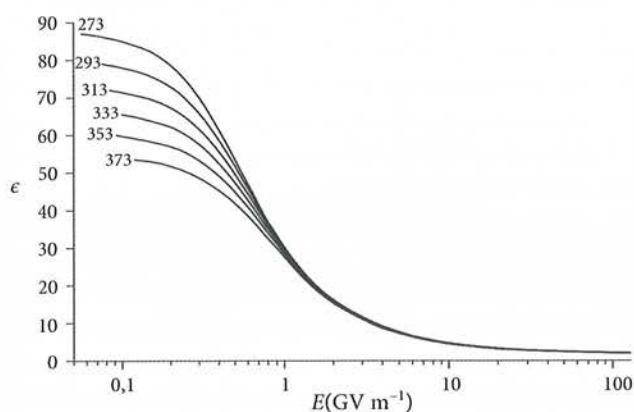
Rys. 5. Zależność przenikalności ϵ od natężenia pola elektrycznego $10^{-6} < E < 10^2$ GV/m w warunkach normalnych. Stałą dielektryczną ($\epsilon = \text{const}$) mierzymy w polu $\sim 10^3$ V/m, a inkrement Piekary ($\Delta\epsilon/E^2$) w polu $\sim 10^7$ V/m

Jeżeli pole zmieniamy w zakresie $10^3 \leq E \leq 10^{11}$ V/m, to przenikalność zmienia się w zakresie $80,2 \geq \epsilon \geq n^2$. Dla natężeń pola $E \geq 10^7$ V/m przenikalność ϵ różni się od wartości stałej dielektrycznej o niewielką poprawkę (mieszczącą się w grubości linii na wykresie) związaną z inkrementem Piekary. Dla $E \sim 10^8$ V/m w warunkach normalnych rozpoczyna się wyraźne zmniejszanie przenikalności ϵ , dla $E = 10^9$ V/m ϵ przechodzi przez punkt przegięcia i dla $E = 10^{11}$ V/m ϵ jest już bardzo bliskie n^2 . W widocznym na rys. 5 zakresie natężeń pola są dwie wielkości, dla których wykonuje się pomiary: stałą dielektryczną ϵ mierzy się przy natężeniu pola $E = 10^3$ V/m, a inkrement Piekary $\Delta\epsilon/E^2$ mierzy się przy natężeniu pola $E = 10^7$ V/m. Są to dwa niezależne od siebie pomiary.

Określiwszy konkretną funkcję $B_I(\Xi)$ wiemy, jak zależy $\langle \cos \theta \rangle$ od pola (przy określonym T i P) i możemy rozszerzyć zakres pól do $10^7 \leq E \leq 10^{11}$ V/m oraz wyliczyć w tym rozszerzonym zakresie przenikalność ϵ

(w tym rozszerzonym zakresie nie ma możliwości bezpośredniego pomiaru przenikalności). Zatem takie obliczenia mają na celu dostarczenie skądinąd niedostępnych danych potrzebnych na przykład do opisu elektrolitów wodnych.

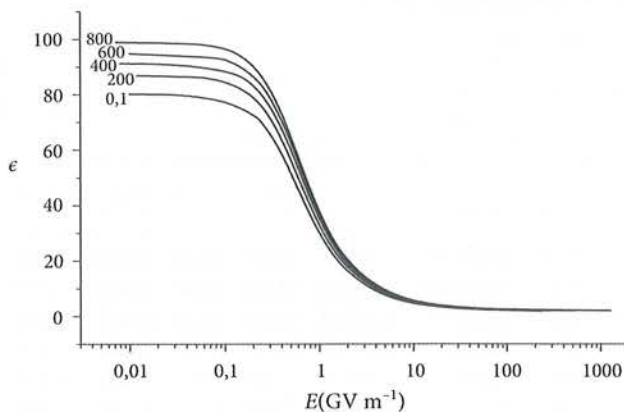
2.4. Przenikalność elektryczna wody w polach $10^8 \leq E \leq 10^{11}$ V/m dla temperatur $273 \leq T \leq 373$ K. Na rys. 6 pokazujemy zależność przenikalności elektrycznej wody od natężenia pola elektrycznego E dla kilku temperatur, dla których H_2O jest cieczą pod ciśnieniem atmosferycznym (por. [12]).



Rys. 6. Zależność przenikalności ϵ od natężenia pola elektrycznego $10^{-1} < E < 10^2$ GV/m przy ciśnieniu atmosferycznym w sześciu temperaturach z zakresu $273 \leq T \leq 373$ K

Te wyniki (rys. 6) otrzymaliśmy z równania (20) uwzględniając wzory (5) i (6) oraz korzystając z danych tabeli 1. Im wyższa temperatura, tym przenikalność ϵ przy ustalonym E jest mniejsza. Przy ustalonej temperaturze ϵ zmniejsza się ze wzrostem E w całym zakresie rozważanych natężeń pól E . Dla E dążącego do 10^{10} V/m woda osiąga stan, w którym ϵ nie zależy od temperatury, dla $E > 10^{10}$ V/m przenikalność ϵ jest bliska n^2 ; w tak silnych polach orientacja dipoli w kierunku pola jest praktycznie pełna. Zależności $\epsilon = \epsilon(E)$ w różnych temperaturach (rys. 6) wykazują punkt przegięcia przy $E \cong 10^9$ V/m. Dla zainteresowanych aktualnymi badaniami przemian fazowych typu ciec-ciecz wspomnijmy, że ten punkt przegięcia powiązano [22] z przejściem fazowym: woda w słabym polu – woda w silnym polu.

2.5. Przenikalność elektryczna wody w polach $10^8 < E < 10^{12}$ V/m dla ciśnień $0.1 \leq P \leq 800$ MPa. Obecnie przejdziemy do własności wody w polu elektrycznym pod przyłożonym ciśnieniem hydrostatycznym. W dalszym ciągu przekonamy się, że ciśnienie elektrostrycyjne działa podobnie jak hydrostatyczne. Na rys. 7 pokazujemy zależność przenikalności elektrycznej wody od natężenia pola elektrycznego E w zakresie ciśnień, przy których H_2O jest cieczą w temperaturze pokojowej (por. [23]).



Rys. 7. Zależność przenikalności ϵ od natężenia pola elektrycznego $10^{-2} < E < 10^3$ GV/m w temperaturze pokojowej i ciśnieniach z zakresu $0,1 \leq P \leq 800$ MPa

Te wyniki (rys. 7) otrzymaliśmy z równania (20) z uwzględnieniem wzorów (5) i (6) oraz korzystając z danych tab. 3. Przy ustalonym E im wyższe ciśnienie, tym przenikalność ϵ jest większa. Dla ustalonego ciśnienia ϵ maleje ze wzrostem E w całym zakresie rozważanych natężeń pola. Dla E rzędu 10^{10} V/m woda osiąga stan, w którym ϵ nie zależy od ciśnienia. Dla $E > 10^{11}$ V/m wartość przenikalności ϵ jest bliska n^2 . Jak już wspominaliśmy, w tak silnych polach orientacja dipoli w kierunku pola jest praktycznie pełna. Podobnie jak poprzednio, zależności $\epsilon = \epsilon(E)$ przy różnych ciśnieniach (rys. 7) wykazują punkt przegięcia przy $E \cong 10^9$ V/m.

Tab. 3. Średnia liczba I możliwych orientacji momentów dipolowych μ molekuł H_2O w temperaturze 293 K pod ciśnieniem P od 0,1 do 800 MPa (por. [23]) oraz inne wielkości z równania (19), n jest współczynnikiem załamania światła (515 nm) [24], V (cm^3/mol) jest objętością molową wody [25], ϵ jest stałą dielektryczną [20], $b(I)$ obliczono z równ. (19), I – z równania (18)

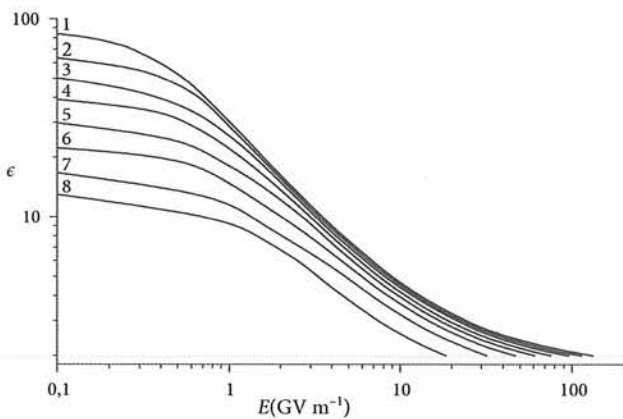
P (MPa)	n	V	ϵ	$b(I)$	I
0,1	1,33311	18,0458	80,22	0,985	2,023
200	1,35349	16,6636	86,93	0,958	2,067
400	1,37230	15,6943	91,32	0,923	2,130
600	1,39003	15,1247	94,82	0,901	2,174
800	1,40402	14,8787	98,91	0,907	2,163

2.6. Przenikalność elektryczna wody w polach $10^8 \leq E \leq 10^{12}$ V/m dla temperatur i ciśnień z krzywej równowagi woda/para. Na wykresie fazowym H_2O , między punktem potrójnym (273 K, 612 Pa) a punktem krytycznym (647 K, 22 MPa), rozciąga się krzywa równowagi woda/para (por. np. [26], rys. 2.1).

Z krzywej tej wybraliśmy osiem punktów (T, P) , p. tab. 4, kol. 1. Dla warunków (T, P) oznaczonych numerami 1 – 8 liczyliśmy przenikalność ϵ w silnym polu elektrycznym z równania (20). Wyniki tych obliczeń pokazujemy na rys. 8.

Tab. 4. Wartości średniej liczby I możliwych orientacji momentów dipolowych μ molekuł H_2O dla ośmiu wartości temperatury T i ciśnienia P z krzywej równowagi woda/para [26]. Współczynnik załamania n (589,3 nm) wg. [28], objętość molowa V (cm^3/mol) wg. [26], stała dielektryczna ϵ wg. [29], $b(I)$ obliczone ze wzoru (19), I – ze wzoru (18). Obszerniejszą tabelę można znaleźć w pracy [27]

Nr	T (K)	P (MPa)	n	V	ϵ	$b(I)$	I
1	273	0,000612	1,33576	18,02	87,36	0,9985	2,002
2	350	0,041682	1,32516	18,50	63,46	0,965	2,055
3	400	0,24577	1,31264	19,22	50,31	0,921	2,134
4	450	0,3220	1,29469	20,23	39,07	0,865	2,254
5	500	2,6392	1,27420	21,67	29,72	0,800	2,429
6	550	6,1172	1,25048	23,84	22,27	0,744	2,623
7	600	12,345	1,21314	27,74	16,71	0,738	2,647
8	640	20,265	1,15648	37,41	12,99	0,932	2,114



Rys. 8. Wykres log-log zależności przenikalności $\epsilon = \epsilon(T, P, E)$ od natężenia pola elektrycznego E (GV/m) dla różnych T, P z krzywej równowagi woda/para [26] ponumerowanych od 1 do 8 w pierwszej kolumnie tab. 4

Krzywa oznaczona 1 odnosi się do punktu potrójnego i ogranicza znalezione wyniki od góry, a oznaczona 8 odnosi się do warunków bliskich krytycznym i ogranicza wyniki od dołu. Zwiększanie wyłącznie temperatury T (rys. 6) prowadzi do zmniejszania przenikalności ϵ . Przeciwnie, zwiększanie wyłącznie ciśnienia P (rys. 7) prowadzi do zwiększania przenikalności ϵ . Równoczesne zwiększanie T i P wzdłuż linii równowagi woda/para prowadzi do monotonicznego zmniejszania przenikalności ϵ przy zbliżaniu się do punktu krytycznego niezależnie od pola E (rys. 8).

Zauważmy jednak (por. [27]), że przyrost ciśnienia wzdłuż linii równowagi wynosi tylko ~ 20 MPa, podczas gdy różnice między kolejnymi liniami wykresłowymi na rys. 7 są o rząd wielkości większe – wynoszą 200 MPa.

Nasze dane obecnie przedstawione w tab. 4 i na rys. 8 okazały się przydatne do obliczenia standardowych cząstkowych objętości molowych jonów [30].

3. W jakich warunkach gęstość wody w polu zbliża się do wartości 2 i ją przekracza?

Przekonamy się, że zachodzi to dla $10^8 \leq E \leq 10^{11}$ V/m w układzie otwartym (w sensie termodynamicznym)

w warunkach normalnych. Pole $10^8 \leq E \leq 10^{11}$ V/m występuje w warstwach hydratacyjnych, czyli w warstwach wody przylegającej do powierzchni będącej źródłem pola elektrycznego, oraz przy elektrodach w warstwach podwójnych. Warstwami hydratacyjnymi są np. otoczki jonów w wodzie i otoczki molekuł białek w wodzie. Warstwa podwójna Helmholtza tworzy się nawet w czystej wodzie przy powierzchni naładowanej lub silnie polarnej, gdyż woda zawsze jest częściowo zdysocjowana i jest z tego powodu elektrolitem. W obu wypadkach natężenie pola E gwałtownie maleje w miarę oddalania się od powierzchni. Woda w silnym polu E panującym w takiej warstwie tworzy układ otwarty – nie jest ograniczona ścianką nieprzepuszczalną dla przepływu ciepła bądź molekuł. Rozważmy układ $(^i)$ molekuł H_2O umieszczonych w polu E i przyległy do niego układ $(^0)$, w którym $E = 0$. Warunkiem równowagi termodynamicznej tych dwóch układów jest równość potencjałów chemicznych:

$$\zeta^i = \zeta^0. \quad (23)$$

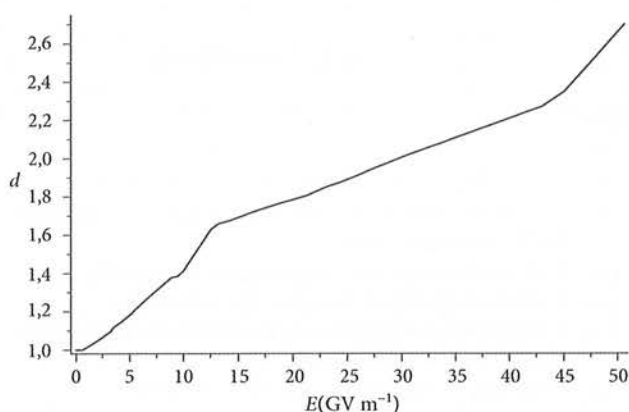
Pole E wykonuje nad molekułami w układzie $(^i)$ pracę W związaną z reorientacją ich momentów dipolowych i w ten sposób obniża potencjał chemiczny układu $(^i)$ o ζ_W . Powstały gradient potencjału chemicznego powoduje przepływ – wciąganie dipolowych molekuł H_2O z układu $(^0)$ do układu $(^i)$. Woda w układzie $(^i)$ w polu E staje się gęstsza. Na to, by zagęścić wodę w polu E , należy wykonać pracę L – pracę elektrostrykcji, która zwiększa potencjał chemiczny układu $(^i)$ o ζ_L . Osiągnięcie równowagi oznacza, że przyrost potencjału ζ_L kompensuje jego ubytek ζ_W ; z równania (23) otrzymujemy:

$$\zeta_W + \zeta_L = 0. \quad (24)$$

Pracę reorientacji dipoli w polu przypadającą na molekułę ζ_W obliczymy z praw elektrostatyki, zaś pracę zagęszczenia wody w polu ζ_L – ze znanej z doświadczenia zależności $V(P)$ [24, 31]. Po obliczeniach przytoczonych w pracy [32] otrzymujemy *termodynamiczne równanie stanu* (25).

$$-\frac{V}{\epsilon_0} \left\{ \frac{\partial}{\partial \epsilon} \int_0^Y \frac{\sigma}{\epsilon} d \left[\sigma \left(1 - \frac{1}{\epsilon} \right) \right] \right\} \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial N} \right) = \int_0^\Pi \frac{\partial V}{\partial N} dP. \quad (25)$$

Górna granica Π całki po prawej stronie równania (25) jest ciśnieniem elektrostrykcyjnym. Przy ciśnieniu Π praca mechaniczna L równoważy pracę W wykonaną przez pole E , doprowadzając układ do stanu równowagi (równ. (24)). Dla każdej wartości Π można przy założeniu, że $\Pi \cong P$ znaleźć objętość V [24, 31]. Obliczając gęstość względną d wody na podstawie znajomości V oraz pamiętając, że $\sigma = E\epsilon_0\epsilon$ wykreślamy (rys. 9) zależność $d = d(E)$. Rysunek 9 przedstawia rozwiązanie równania (25).



Rys. 9. Zależność względnej gęstości wody d w układzie otwartym w polu elektrycznym od natężenia pola E . Graficzna ilustracja rozwiązań termodynamicznego równania stanu (25) w warunkach normalnych. Zauważmy, że wyraźny wzrost d zaczyna się od ok. 0,7 GV/m

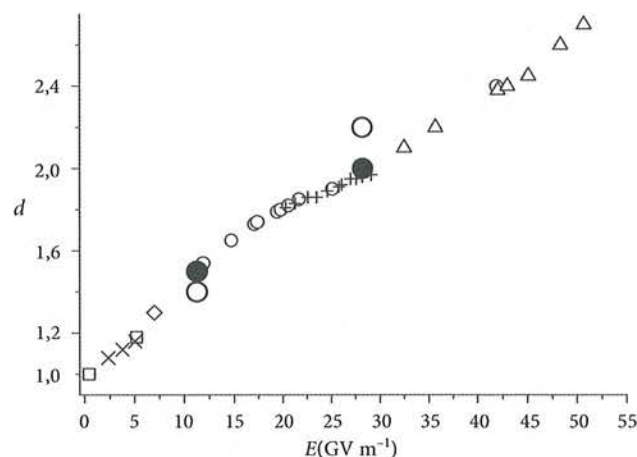
Jak widać, jest to równanie wiążące wielkość mechaniczną d z elektryczną E . Wyraźny wzrost gęstości d rozpoczyna się dopiero od wysokiej wartości progowej $E \cong 0,7$ GV/m (por. rys. 9), co częściowo tłumaczy, dlaczego silnie zagęszczona woda nie jest powszechnie obserwowana. Powyżej tej wartości progowej mamy do czynienia z ogromną elektrostrykcją, nieporównanie większą od tej, z jaką mamy do czynienia w wodzie i innych cieczach w niższych polach, w których jest możliwy pomiar inkrementu Piekary.

3.1. Gęstość wody w pierwszych otoczkach hydratacyjnych kationów. Znając z literatury promienie pierwszych otoczek hydratacyjnych kationów (por. [33] i prace tam cytowane) możemy z prawa Coulomba obliczyć natężenie panującego w tych otoczkach pola E :

$$E = \frac{Zq}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r^2} = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 x^2}. \quad (26)$$

Z jest liczbą ładunków elementarnych q na jonie, r – promieniem pierwszej otoczki hydratacyjnej, x – promieniem zredukowanym $x = r|Z|^{-1/2}$. Znając pole E możemy z równania stanu (25), czyli w praktyce korzystając z wykresu na rys. 9, otrzymać względną gęstość d w otoczkach hydratacyjnych jonów. Wyniki [33] dla wielu kationów są przedstawione na rys. 10.

Im mniejszy jest promień zredukowany x jonu, im większa liczba $|Z|$, tym większe pole E panuje w otoczce hydratacyjnej, a co za tym idzie, tym większa jest jej gęstość d . Na przykład dla jonu Fe^{3+} mamy $x = 0,117$ nm i $Z = 3$ oraz względną gęstość $d = 2,4$. Dla większego jonu Na^+ promień $x = 0,24$ nm i $Z = 1$ oraz względną gęstość $d = 1$. Jak widać, w otoczce tego jonu nie występuje zagęszczenie. Z gęstości d otrzymano w [33] liczby koordynacyjne tych i innych kationów w wodzie. Skoro po wprowadzeniu jonów do czystej wody część jej w bezpośrednim otoczeniu jonów ulega zagęszczeniu wskutek



Rys. 10. Zależność względnej gęstości d wody w otoczce hydratacyjnej od natężenia pola E (równ. (25)) dla kationów z jednym ładunkiem elementarnym – puste kwadraty, z dwoma takimi ładunkami – puste koła małe, z trzema – trójkąty i dla lantanowców – krzyżyki. Dla pierwszej (I) warstwy molekuł przy elektrodzie w warstwie podwójnej (tab. 5) duże koła pełne – obliczone ze wzoru (25), duże koła puste – z doświadczenia [4]. Dla drugiej (II) warstwy (tab. 5) romb pusty – obliczenia z [34]. Dla otoczki hydratacyjnej białek – ukośne krzyżyki (tab. 6)

lokalnej elektrostrykcji, choć reszta wody nie podlega temu procesowi, to cała objętość roztworu skurczy się w porównaniu z pierwotną objętością czystej wody – zjawisko dobrze znane elektrochemikom, por. [30].

3.2. Gęstość wody w warstwie podwójnej. W doświadczeniu Toney'a i in. [4] w warstwie Helmholtza przy elektrodzie w elektrolicie wodnym zmierzono zarówno wielkość elektryczną σ_0 jak i mechaniczną d dla dwu powierzchniowych gęstości ładunków σ_0 (tab. 5). Wyniki te zaznaczyliśmy na rys. 10 dużymi kółkami pustymi i dla porównania obliczyliśmy z równania (25) gęstość d dla takich samych σ_0 , jak podano w [4] – te punkty oznaczyliśmy dużymi kółkami pełnymi. Porównanie położenia dużych kółek pustych i pełnych na rys. 10 pozwala wyciągnąć wniosek o dobrej zgodności doświadczenia z teorią – równaniem (25). Wykonaliśmy jeszcze obliczenia [34] gęstości d dla drugiej warstwy molekuł (II) wody przy elektrodzie dla $\sigma_0 = 0,25$ C/m² i wynik ten oznaczyliśmy rombem na rys. 10. W ostatnim wierszu tab. 5 podano oszacowanie wielkości d , ϵ , E i Π dla drugiej warstwy (II) molekuł H_2O przy elektrodzie dla $\sigma_0 = 0,1$ C/m².

3.3. Gęstość wody w otoczce hydratacyjnej białek. Molekuły białek wytwarzają wokół siebie pole elektryczne o różnym natężeniu w różnych miejscach. Jego średnia wartość obliczona na podstawie średniej objętości molekuł H_2O w warstwach hydratacyjnych różnych białek wynosi 5,7 GV/m, por. [35] i prace tam cytowane. Dla trzech białek, dla których średnie gęstości wody w pierwszej

Tab. 5. Zmierzona w doświadczeniu Toney'a i in. [4] i obliczona (por. [34]) gęstość względna d , ciśnienie elektrostrykcyjne Π i natężenie pola E w warstwach H_2O przy naładowanej elektrodzie. ϵ według [12]

σ_0 C/m ²	warstwa	d obliczone	d zmierzone	ϵ	E GV/m	Π GPa
0,25 [26]	I	2,0	2,2 [26]	2,8	28,2	12,5
	II	1,3	–	6	7	1,03
0,1 [26]	I	1,5	1,4 [26]	4,5	10	2,2
	II	$1 < d < 1,15$	–	> 10	< 4	$< 0,5$

otoczce hydratacyjnej są znane [5], obliczyliśmy odpowiadające im pola E (tab. 6). Wyliczona z gęstości wartość $E = 2,3$ GV/m dla lizozymu mieści się dobrze w zakresie podanym w oszacowaniu [36] opartym na znanej strukturze jego molekuł. Korzystając z rys. 9 pokazujemy, że dane zależności gęstości wody hydratacyjnej od pola dla białek wymienionych w tab. 6 leżą wraz z danymi dla wody przy elektrodach i wokół jonów na wspólnej krzywej (rys. 10).

Tab. 6. Gęstość względna d i natężenie pola E w warstwach H_2O w otoczkach hydratacyjnych białek w warunkach normalnych

	reduktaza rybonukle- otydoma ¹	reduktaza tiorredo- ksyny ²	lizozym ³
E (GV/m)	5,0	3,8	2,3
d	1,16 [5]	1,12 [5]	1,08 [5]

¹ reduktaza rybonukleotydoma białka RI z bakterii *Escherichia coli*

² reduktaza tiorredoksyny z bakterii *Escherichia coli*

³ lizozym z białka jajka kurzego

Zamiast konkluzji

Wydaje się, że mimo upływu jednej dekady można nawiązując do [37] stwierdzić, że nasze zrozumienie własności wody w polu elektrycznym nadal jest na wczesnym etapie, choć tak eksperyment jak i teoria dostarczają coraz to nowych informacji, których wybór staraliśmy się przedstawić w tym tekście.

Literatura

- [1] A. Piekara, *Nayaśnieyszemu y Naypotężnieyszemu Panu czyli o Nauki Horyzontach Dalekich*, Inst. Wyd. PAX, Warszawa, 1976.
- [2] R. C. Ponterio, M. Pochylski, F. Aliotta, C. Vasi, M. E. Fontanella, F. Saija, J. Phys. D: Appl. Phys. 43, 175405 (2010).
- [3] D. Plausinaitis, M. Waskaas, R. Raudonis, V. Daujotis, Electrochim. Acta 51, 6152 (2006).
- [4] M. F. Toney, J. N. Howard, J. Richer, G. L. Borges, J. G. Gordon, O. R. Melroy, D. G. Wiesler, D. Yee, L. B. Sorensen, Nature 368, 444 (1994).
- [5] D. I. Svergun, S. Richard, M. H. J. Koch, Z. Sayers, S. Kuprin, G. Zaccai, Proc. Natl. Acad. Sci. USA, 95, 2267 (1998).
- [6] A. Chelkowski, *Fizyka dielektryków*, wyd. 2. zm., PWN, Warszawa, 1979.
- [7] C. J. F. Böttcher, O. C. Van Belle, P. Bordevijk, A. Rip, *Theory of Electric Polarization*, wyd. 2, t. 1, Elsevier, Amsterdam, 1973.
- [8] L. Onsager, J. Amer. Chem. Soc. 58, 1486 (1936).
- [9] M. Davies, *Elektryczne i optyczne właściwości cząsteczek*, PWN, Warszawa (1968).
- [10] R. H. Cole, Annu. Rev. Phys. Chem. 40, 1 (1989).
- [11] Y. Marcus, Chemical Reviews, 111, 2761 (2011).
- [12] I. Danielewicz-Ferchmin, A. R. Ferchmin, Phys. Chem. Chem. Phys. 6, 1332 (2004).
- [13] L. Pauling, J. Am. Chem. Soc. 57, 2680 (1935).
- [14] Yu. E. Gorbaty, A. G. Kalinichev, J. Phys. Chem. 99, 5336 (1995).
- [15] C. Kittel, *Wstęp do fizyki ciała stałego*, PWN, Warszawa (1970).
- [16] H. A. Kołodziej, G. Parry Jones, M. Davies, J. C. S. Faraday II 71, 269 (1975).
- [17] P. A. Bradley, G. Parry Jones, H. A. Kołodziej, M. Davies, J. C. S. Faraday II, 71, 1200 (1975).
- [18] A. E. Davies, M. J. van der Sluijs, G. Parry Jones, M. Davies, J. C. S. Faraday II. 74, 571 (1978).
- [19] *Sprawozchnik Chimika*, wyd. B. P. Nikol'skij, wyd. 3 popr., Izd. Chimija, Leningrad, 1971, t. 1, str. 1029.
- [20] *Handbook of Chemistry and Physics*, gl. red. R. C. Weast, wyd. 67, CRC Press, Boca Raton, FL, 1986 - 1987.
- [21] D. P. Fernandez, Y. Mulev, A. R. H. Goodwin, J. M. H. Levelt Sengers, J. Phys. Chem. Ref. Data 24, 33, (1995).
- [22] I. Danielewicz-Ferchmin, A. R. Ferchmin, Chem. Phys. Lett. 351, 397 (2002), Erratum 358, 357 (2002).
- [23] E. Banachowicz, I. Danielewicz-Ferchmin, Phys. Chem. Liq. 44, 95 (2006).
- [24] A. Polian, M. Grimsditch, Phys. Rev. B 27, 6409 (1983).
- [25] S. P. Clark (Ed.) *Handbook of Physical Constants*, wyd. popr., The Geological Society of America, New York (1966).
- [26] W. Wagner, A. Pruß, J. Phys. Chem. Ref. Data 31, 387 (2002).
- [27] I. Danielewicz-Ferchmin, A. R. Ferchmin, Acta Phys. Superficerium (Łódź-Poznań), 12, 44 (2012).
- [28] A. H. Harvey, J. S. Gallagher, J. M. H. Levelt Sengers, J. Phys. Chem. Ref. Data 27, 761 (1998).
- [29] D. P. Fernandez, A. R. H. Goodwin, E. W. Lemmon, J. M. H. Levelt Sengers, R. C. Williams, J. Phys. Chem. Ref. Data 26, 1125 (1997).
- [30] Y. Marcus, J. Phys. Chem. 116, 7232 (2012).
- [31] R. J. Hemley, A. P. Jephcoat, H. K. Mao, C. S. Zha, L. W. Finger, D. E. Cox, Nature 330, 737 (1987).
- [32] I. Danielewicz-Ferchmin, A. R. Ferchmin, J. Phys. Chem. 100, 17281 (1996).
- [33] I. Danielewicz-Ferchmin, A. R. Ferchmin, Physica B 245, 34 (1998).
- [34] I. Danielewicz-Ferchmin, A. R. Ferchmin, A. Szlaferek, Chem. Phys. Lett. 288, 197 (1998).
- [35] I. Danielewicz-Ferchmin, E. Banachowicz, A. R. Ferchmin, Biophysical Chemistry 106, 147 (2003).
- [36] F. Merzel, J. C. Smith, Proc. Natl. Acad. Sci. USA 99, 5378 (2002).
- [37] G. G. N. Angilella, F. E. Leys, N. H. March, R. Pucci, Phys. Chem. Liq. 41, 211 (2003).

Teleradioterapia, neutrony i reakcje jądrowe

Adam Konefał • Zakład Fizyki Jądrowej i Jej Zastosowań, Uniwersytet Śląski

Marek Szewczuk • Zakład Fizyki Medycznej, Centrum Onkologii im. M. Skłodowskiej-Curie w Gliwicach

Andrzej Orlef • Zakład Fizyki Medycznej, Centrum Onkologii im. M. Skłodowskiej-Curie w Gliwicach

Kinga Polaczek-Grelak • Zakład Fizyki Medycznej, Uniwersytet Śląski w Katowicach

Marcin Łaciak • Zakład Fizyki Jądrowej i Jej Zastosowań, Uniwersytet Śląski, Instytut Medycyny Pracy i Zdrowia Środowiskowego w Sosnowcu

Streszczenie. Wysokoenergetyczne wiązki promieniowania X i wiązki elektronowe o energii maksymalnej przekraczającej 10 MeV, stosowane w teleradioterapii, generowane przez liniowe akceleratory medyczne, wywołują reakcje fotojądrowe (γ, n), ($\gamma, 2n$) i reakcje elektrojądrowe ($e, e'n$). Powstałe neutrony wywołują kolejne reakcje, w tym reakcje wychwytu radiacyjnego neutronu (n, γ) zachodzące dla większości izotopów w zakresie energii termicznych i rezonansowych. Jedną z konsekwencji ww. reakcji jądrowych są niepożądane dawki neutronowe na całe ciało otrzymywane przez pacjentów poddanych teleradioterapii. Inną ważną konsekwencją jest produkcja radioizotopów głównie w komponentach głowicy akceleratora, ale także we wszystkich przedmiotach znajdujących się w pomieszczeniu do teleradioterapii w trakcie emisji ww. terapeutycznych wiązek promieniowania.

I. Wprowadzenie

Niniejszy artykuł porusza problem badań reakcji jądrowych wywoływanych przez wiązki terapeutyczne stosowane do niszczenia guzów nowotworowych.

Pomimo rozpowszechnienia się w ostatnim czasie technik napromieniania wykorzystujących hadrony nadal podstawę współczesnej radioterapii stanowi teleradioterapia oparta na stosowaniu wiązek elektronowych i wiązek promieniowania X. W teleradioterapii obszar nowotworu jest napromieniany za pomocą tzw. zewnętrznych wiązek promieniowania tj. wiązek promieniowania, których źródło znajduje się poza ciałem pacjenta.

Mimo dużego postępu osiągniętego w radioterapii w ciągu ostatnich kilkunastu lat wiele problemów wciąż ostatecznie nie zostało rozwiązanych. Jednym z nich jest zanieczyszczenie neutronami wysokoenergetycznych wiązek promieniowania X i wysokoenergetycznych wiązek elektronów stosowanych w teleradioterapii. Wysokoenergetycznym promieniowaniem X zgodnie z nazewnictwem przyjętym w literaturze specjalistycznej nazywamy fotony powstające w wyniku wyhamowania elektronów o energii kilkunastu MeV i większej.

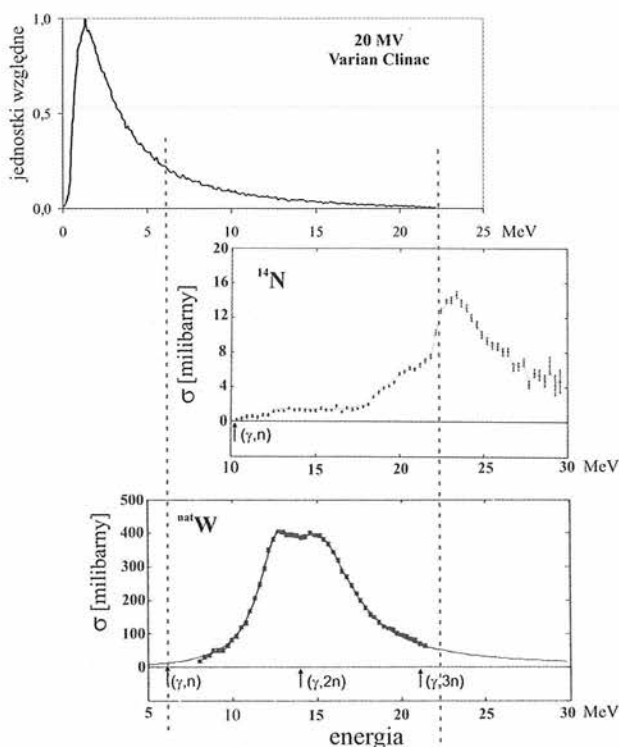
Obecnie podstawowymi urządzeniami wytwarzającymi zewnętrzne wiązki promieniowania elektronowe

go i promieniowania X są akceleratory medyczne [1, 2]. Współczesne akceleratory medyczne możemy podzielić zasadniczo na dwie grupy. Pierwszą grupę stanowią akceleratory o potencjale nominalnym nieprzekraczającym sześć megawoltów. Druga grupa to akceleratory wieloenergetyczne generujące wiązki elektronowe i promieniowanie X o energii maksymalnej dochodzącej nawet do kilkudziesięciu MeV, mające znacznie szerszy zakres zastosowania. Ze względu na energię wytwarzanych wiązek, neutrony będą towarzyszyć pracy akceleratorów wieloenergetycznych. Obecność neutronów w teleradioterapii jest zjawiskiem niekorzystnym. Wiązka terapeutyczna powinna charakteryzować się dużą czystością, tzn. nie powinna być zanieczyszczona innym od wykorzystywanego w terapii rodzajem promieniowania. Wymóg czystości wiązki wynika z faktu, iż każdy rodzaj promieniowania charakteryzuje się specyficznym, zależnym od energii rozkładem dawek.

Neutrony nie znalazły szerokiego zastosowania w radioterapii m.in. ze względu na trudność kolimacji neutronów. Obecnie w radioterapii wykorzystuje się tylko neutrony termiczne w tzw. terapii borowo-neutronowej (ang. *Boron Neutron Capture Therapy*, skrót międzynarodowy: BNCT) [3, 4], w której są one jedynie czynnikiem

wyzwalającym cząstki α i jony ${}^7\text{Li}$ niszczące komórki nowotworowe.

W teleradioterapii realizowanej za pomocą wiązek promieniowania X i elektronów neutrony wytwarzane są w reakcjach fotojądrowych – głównie (γ, n) , $(\gamma, 2n)$ i elektrojądrowych $(e, e'n)$ wywołanych przez fotony i elektrony wiązki terapeutycznej. Kompleksowa wiedza na temat reakcji fotojądrowych była przedstawiana w wielu publikacjach [5–7]. Reakcje (γ, n) i $(\gamma, 2n)$ mają charakter rezonansowy. Szerokość połówkowa rezonansu może wynosić nawet kilka MeV. Z tego powodu określane są one mianem gigantycznego rezonansu. Maksimum przekroju czynnego na reakcje fotojądrowe odpowiada energii 22 MeV dla lekkich jąder atomowych i w miarę wzrostu masy jądra przesuwają się w kierunku mniejszych energii, aż do 12 MeV. Energie progowe na reakcje (γ, n) dla większości izotopów wynoszą od 8 MeV do 10 MeV. Na rysunku 1 zestawiono widmo energetyczne wiązki promieniowania X o potencjale nominalnym 20 MV z przekrojami czynnymi na reakcje fotojądrowe dla dwóch izotopów różniących się znacząco liczbą atomową.



Rys. 1. Widmo energetyczne wiązki promieniowania X o potencjale nominalnym 20 MV wytwarzanej przez akcelerator Clinac-2300, tuż za tarczą konwertującą elektrony na promieniowanie X, obliczone metodą Monte Carlo, zestawione z całkowitymi przekrojami czynnymi σ na reakcje fotojądrowe dla izotopu azotu ${}^{14}\text{N}$ i naturalnego wolframu. Przekroje czynne zostały zaczerpnięte z tablic przekrojów czynnych opracowanych przez Dietricha i Bermiana [5]. Rysunek zaczerpnięty z pracy [8]

Widmo energetyczne rozważanej wiązki promieniowania X pokrywa prawie cały zakres energii, w którym zachodzą reakcje fotojądrowe dla ciężkich jąder atomowych i tylko część zakresu energii, w którym mają miejsce reakcje

(γ, n) z lekkimi jądrami atomowymi. Maksymalne wartości przekrojów czynnych na reakcje fotojądrowe osiągają wartości około kilkuset barnów dla ciężkich jąder atomowych. Są one ponad jeden rząd wielkości większe niż dla jąder o małych liczbach atomowych. Dlatego głównym źródłem neutronów są masywne, wykonane z pierwiastków o dużych liczbach atomowych (W, Pb, Au itp.) komponenty głowic akceleratorów medycznych. Ponad 60% wszystkich neutronów wytwarzanych jest w elementach układu kolimacyjnego akceleratora [9, 10]. Znaczna ilość neutronów wytwarzana jest także w tarczy konwertującej wiązkę elektronów na promieniowanie X i w filtrze wygładzającym nadającym odpowiedni profil wiązki terapeutycznej.

Natomiast, przekroje czynne na reakcje $(e, e'n)$ rosną wraz z energią elektronów [11]. W zakresie energii stosowanych w teleradioterapii maksymalne wartości przekrojów czynnych na reakcje fotojądrowe są około dwa rzędy wielkości większe niż w przypadku reakcji elektrojądrowych. W związku z tym poziom promieniowania neutronowego będzie znacznie wyższy w trakcie emisji wiązek promieniowania X.

Wyznaczenie poziomu promieniowania neutronowego towarzyszącego wiązkom terapeutycznym stosowanym w teleradioterapii nie wchodzi w zakres obowiązkowych czynności wykonywanych w ośrodkach onkologicznych. W związku z tym, ośrodki onkologiczne nie dysponują często odpowiednimi metodami do wyznaczenia jakości pola neutronowego.

Pole neutronów najczęściej określane jest za pomocą fluencji neutronów w poszczególnych zakresach energii promieniowania neutronowego [12–14] lub poprzez widmo neutronów w pełnym zakresie ich energii [15, 16]. Zasadniczo metody wyznaczania fluencji neutronów można podzielić na metody eksperymentalne i obliczeniowe (symulacje komputerowe) bazujące na metodzie Monte Carlo. Do pomiarów fluencji neutronów mogą być stosowane wszystkie metody znane z fizyki jądrowej. Do często stosowanych sposobów pomiaru widma neutronów należą metody wykorzystujące sferę Bonnera [17], liczniki proporcjonalne wypełnione helem [18], a także spektrometry oparte na zasadzie działania komór pęcherzykowych [15]. Natomiast fluencja neutronów termicznych i rezonansowych wyznaczana jest zazwyczaj za pomocą metody aktywności wzbudzonej przy zastosowaniu izotopów takich jak np. ind i złoto o dużych przekrojach czynnych na reakcje wychwytu radiacyjnego neutronu (n, γ) (metoda ta była stosowana dawniej w reaktorach jądrowych).

Na podstawie widma neutronów można oszacować wartość dawki neutronowej otrzymywanej przez pacjenta podczas radioterapii. Zaś znajomość fluencji neutronów termicznych i rezonansowych jest niezwykle istotna, ponieważ niskoenergetyczne neutrony ulegają reakcjom wychwytu radiacyjnego (n, γ) charakteryzującym się względnie dużymi przekrojami czynnymi dla większo-

ści izotopów. Reakcje (n, γ) prowadzą do wytworzenia się radioizotopów neutronowo nadmiarowych, które w trakcie swoich rozpadów mogą emitować zarówno promieniowanie β^- jak również przenikliwe promieniowanie γ [19].

W dalszej części artykułu zaprezentowane zostaną widma energetyczne neutronów wyznaczone metodą Monte Carlo, a także rozkłady fluencji neutronów termicznych i rezonansowych otrzymane za pomocą ww. metody obliczeniowej i zmierzone metodą aktywności wzbudzonej we wnętrzu typowego pomieszczenia do teleradioterapii. Ponadto, przedstawimy szczegółową identyfikację reakcji jądrowych wywołanych przez fotony i neutrony w wybranym komponencie głowicy akceleratora medycznego. A na koniec zapoznamy czytelnika z pewną ciekawostką.

2. Stosowane metody

2.1. Pomiar fluencji neutronów w zakresie energii termicznych i rezonansowych.

Jak już wspomniano fluencję neutronów termicznych i rezonansowych często wyznacza się za pomocą metody aktywności wzbudzonej. Pomiar fluencji neutronów termicznych i rezonansowych metodą aktywności wzbudzonej przeprowadza się w dwóch zasadniczych etapach. Pierwszy etap pomiaru polega na umieszczeniu w polu neutronowym materiału charakteryzującego się dużym przekrojem czynnym na reakcję wychwytu radiacyjnego neutronu (n, γ) . Materiał stanowiący detektor neutronów ma najczęściej postać cienkiej folii o grubości nieprzekraczającej 100 μm . W materiale detekcyjnym neutrony wywołują reakcję (n, γ) , w wyniku, której powstają jądra radioaktywne o czasach półrozpadu od kilku minut do kilku dni. Jądra te ulegając rozpadowi emitują promieniowanie γ i β^- . Drugi etap pomiaru fluencji neutronów polega na wyznaczeniu aktywności wzbudzonej przez neutrony w materiale detekcyjnym. Istnieje ścisły związek pomiędzy aktywnością materiału detekcyjnego aktywowanego w reakcjach (n, γ) , a fluencją neutronów aktywujących materiał. Aktywność materiału detekcyjnego mierzy się za pomocą licznika rejestrującego promieniowanie γ lub β^- . Najczęściej ze względu na łatwiejszy pomiar aktywność materiału detekcyjnego określana jest na podstawie pomiaru promieniowania γ . W prezentowanych badaniach zastosowano dwa materiały detekcyjne: izotop indu ^{115}In , który stanowi 96% naturalnego indu i izotop złota ^{197}Au charakteryzujący się abundancją wynoszącą 100%. Izotop ^{115}In posiada całkowity przekrój czynny σ_{ter} na wychwyty radiacyjny neutronu termicznego wynoszący 160 barnów [20]. Przy nieco wyższej energii wynoszącej 1,45 eV w przekroju czynnym na reakcję (n, γ) pojawia się duży rezonans ~ 36600 barnów. Ponadto, w zakresie energii 3 eV \div 1 keV występują liczne mniejsze rezonanse, co daje w efekcie wartość całki aktywacji rezonansowej C wynoszącą 2640 barnów [21] ($C = \int \sigma(E)dE/E$, E – energia neutronu, $\sigma(E)$ – przekrój czynny na wychwyty

radiacyjny neutronu). Izotop ^{197}Au posiada nieco mniejszy całkowity przekrój czynny na reakcję (n, γ) niż izotop ^{115}In , tj. $\sigma_{\text{ter}} = 98,5$ barnów [20]. Dla złota podobnie jak dla indu obserwuje się jeden większy rezonans występujący przy energii 4,9 eV wynoszący 32900 barnów i kilka mniejszych rezonansów w zakresie energii 6 eV \div 1 keV. Całka aktywacji rezonansowej C w tym przypadku wynosi 1558 barnów [21]. Reakcje wykorzystywane do pomiaru neutronów termicznych i rezonansowych zachodzące w ww. materiałach detekcyjnych można zapisać następująco: $^{115}\text{In}(n, \gamma)^{116\text{m}}\text{In}$ dla indu i $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ dla złota. Powstałe w wyniku wychwytu radiacyjnego jądra $^{116\text{m}}\text{In}$ i ^{198}Au rozpadają się emitując elektron. Czasy półżycia wynoszą odpowiednio 54,41 minut dla $^{116\text{m}}\text{In}$ i 2,659 dnia dla ^{198}Au . Powstałe w wyniku tych rozpadów jądra ^{116}Sn i ^{198}Hg znajdują się w stanach wzbudzonych i natychmiastowo deekscytują emitując promieniowanie γ . Efektem deekscytacji stanu wzbudzonego ^{116}Sn jest emisja promieniowania γ o kilku energiach. W takiej sytuacji, jeżeli aktywność materiału detekcyjnego określana jest na podstawie pomiaru promieniowania γ , wymagana jest rejestracja widma energetycznego emitowanych fotonów. W prezentowanych badaniach do pomiaru widma fotonów stosowaliśmy najczęściej detektor półprzewodnikowy HPGe (ang. *High Purity Germanium*). Pomiar aktywności detektora indowego wykonuje się najczęściej wykorzystując fotony o energii 1293,54 keV, ponieważ emisja fotonów o tej energii towarzyszy ponad osiemdziesięciu procentom wszystkich rozpadów wzbudzonego stanu ^{116}Sn . W przypadku deekscytacji wzbudzonego stanu ^{198}Hg emitowane są fotony o jednej tylko energii (411,8 keV). W tym przypadku do pomiaru aktywności materiału detekcyjnego można zastosować znacznie prostszy w swej konstrukcji i tańszy detektor np. licznik Geigera–Müllera.

Oba stosowane materiały detekcyjne mogą być aktywowane zarówno przez neutrony termiczne jak i rezonansowe. Eksperymentalnie istnieje możliwość oddzielenia pomiaru neutronów termicznych od rezonansowych poprzez zastosowanie metody różnicowania kadmem. Osłonięcie materiału detekcyjnego warstwą kadmu o grubości co najmniej 1 mm spowoduje całkowite pochłonięcie neutronów termicznych w kadmie, z równoczesną eliminacją aktywacji materiału detekcyjnego przez neutrony termiczne. Jednak jednocześnie zostaje zatrzymana w kadmie pewna ilość neutronów rezonansowych. W związku z tym, aby określić aktywność A_{rez} materiału detekcyjnego wywołaną przez wszystkie neutrony rezonansowe pola neutronowego wprowadza się współczynnik F_k korygujący zmniejszenie aktywności materiału detekcyjnego na skutek absorpcji neutronów rezonansowych w osłonie kadmowej ($F_k = A_{\text{rez}}/A_o$, A_o – aktywność materiału detekcyjnego osłoniętego kadmem w polu neutronowym). Natomiast aktywność A_{ter} materiału detekcyjnego wywołana przez neutrony termiczne stanowi różnicę aktyw-

ności A_{no} materiału detekcyjnego nieosłoniętego i skorygowanej aktywności materiału detekcyjnego osłoniętego warstwą kadmu: $A_{ter} = A_{no} - A_o F_k$.

Zależność pomiędzy aktywnością A_{ter} materiału detekcyjnego wywołaną przez neutrony termiczne, a fluencją neutronów termicznych $\Phi_{n,ter}$ wyraża się następująco:

$$\Phi_{n,ter} = \frac{A_{ter} W e^{\lambda t_m}}{d_m S N_0 \sigma_{ter} (1 - e^{-\lambda t_n})},$$

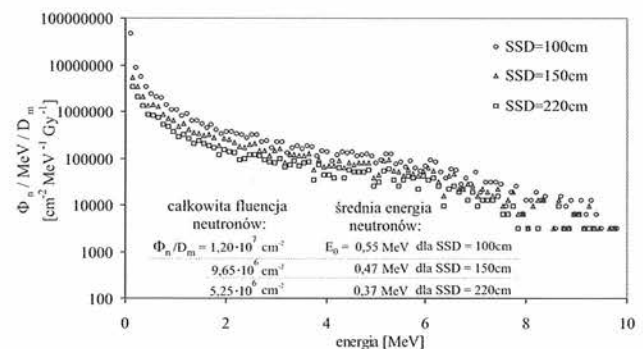
gdzie W – masa molowa materiału detekcyjnego, λ – stała zaniku radioizotopu powstałego w wyniku reakcji (n, γ) w materiale detekcyjnym, t_m – czas pomiędzy końcem aktywowania materiału detekcyjnego a początkiem pomiaru jego aktywności, d_m – gęstość powierzchniowa materiału detekcyjnego, S – pole powierzchni materiału detekcyjnego, N_0 – liczba Avogadry, σ_{ter} – całkowity przekrój czynny na wychwytywanie neutronu termicznego w materiale detekcyjnym, t_n – czas aktywacji materiału detekcyjnego. Analogiczna zależność dla neutronów rezonansowych ma następującą postać:

$$\Phi_{n,rez} = \frac{A_{res} W e^{\lambda t_m}}{d_m S N_0 C (1 - e^{-\lambda t_n})} \int_{0,4 eV}^{100 keV} \frac{dE}{E},$$

gdzie E – energia neutronu pochłoniętego w materiale detekcyjnym, C – całka aktywacji rezonansowej dla zastosowanego materiału detekcyjnego. Uzasadnienie niniejszych zależności można znaleźć w pracach wielu autorów np. [12].

2.2. Wyznaczanie widma neutronów w pełnym zakresie ich energii. Liczne badania prowadzone w ostatnich latach np. [16, 22] pokazały, że neutrony stanowiące zanieczyszczenie wiązek terapeutycznych mogą posiadać zarówno energię termiczną jak również energię dochodzącą do kilkunastu MeV. Dokładny pomiar widma neutronów w takim szerokim zakresie energii jest niezwykle trudny ze względu na brak monoenergetycznych wiązek neutronów potrzebnych do kalibracji układu detekcyjnego. Gwałtowny rozwój technik komputerowych sprawił, iż widma energetyczne neutronów otrzymywane są coraz częściej na drodze symulacji komputerowych realizowanych metodą Monte Carlo. Ten sposób pozyskiwania widma pozwala uniknąć szeregu trudności eksperymentalnych, a wyniki charakteryzują się wysoką jakością. Jednak, aby precyzyjnie określić widmo energetyczne neutronów w oparciu o symulacje komputerowe należy spełnić kilka wymogów. Przede wszystkim program symulacyjny musi dokładnie odwzorowywać rozkłady fluencji fotonów czy elektronów wiązki terapeutycznej. Weryfikację programu symulacyjnego w tym względzie jest stosunkowo łatwo przeprowadzić porównując rozkłady dawek np. w fantomie wodnym otrzymane metodą symulacji komputerowych z analogicznymi rozkładami wyznaczonymi eksperymentalnie [23]. Dobrze jest również, chociaż

w wąskim zakresie energii porównać obliczone rozkłady fluencji neutronów, z rozkładami zmierzonymi [22]. Taką weryfikację można stosunkowo łatwo przeprowadzić dla neutronów termicznych i rezonansowych, stosując metodę aktywności wzbudzonej. Program symulacyjny powinien zawierać dokładną geometrię wszystkich maszynowych części głowicy akceleratora, w których są wytwarzane neutrony, jak również definicję osłon głowicy i „plastikowej” obudowy akceleratora, a zwłaszcza betonowych ścian pomieszczenia do teleradioterapii, stanowiących wielki moderator redukujący energię neutronów. Zastosowanie uproszczeń w symulacjach polegających np. na uproszczeniu geometrii głowicy akceleratora wpływa wyraźnie na uzyskiwane wyniki [10]. Przykładowe widma neutronów wytwarzanych w trakcie emisji wiązki terapeutycznej o potencjale nominalnym 20 MV zamieszczono na rysunku 2. W celu uniezależnienia prezentowanych wyników od wydajności akceleratora, wartości fluencji neutronów zostały odniesione do dawki maksymalnej D_m promieniowania X (w dalszej części artykułu również elektronów) określonej w fantomie wodnym wzdłuż osi wiązki terapeutycznej dla warunków napromieniania, dla których wykonywany był pomiar, scharakteryzowanych za pomocą parametru SSD (*source-surface distance*) i s (pole napromieniania).



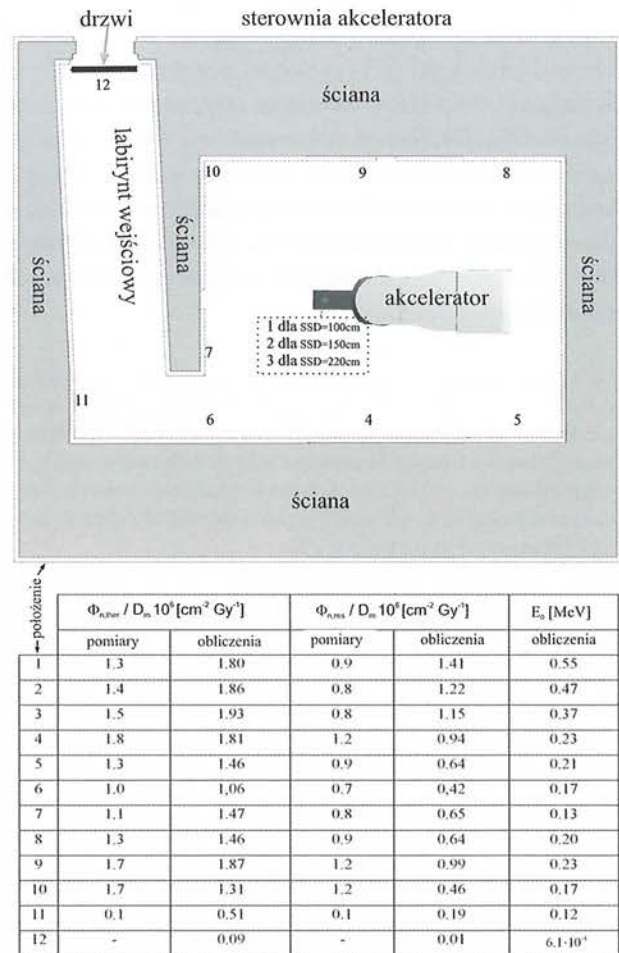
Rys. 2. Widma energetyczne neutronów wytwarzanych w trakcie emisji wiązki promieniowania X – 20 MV generowanej przez akcelerator Clinac-2300, wyznaczone za pomocą symulacji komputerowych prowadzonych metodą Monte Carlo (GEANT4). Widma zostały określone na powierzchni stołu terapeutycznego dla SSD = 100 cm, 150 cm i 220 cm. Wartości fluencji neutronów Φ_n przypadające na jednostkę energii i wartości fluencji całkowitej zostały odniesione do dawki maksymalnej D_m promieniowania X określonej w fantomie wodnym wzdłuż osi wiązki terapeutycznej. Dodatkowo zamieszczono wartości średniej energii neutronów E_0 . Rysunek zaczerpnięty z pracy [22]

Jak wspomiano symulacje komputerowe oparte na metodzie Monte Carlo stanowią obecnie podstawową metodę stosowaną do wyznaczania widma promieniowania neutronowego związanego z emisją wiązek terapeutycznych. Do powszechnie używanego oprogramowania w tym zakresie należy MCNP [13], MORSE w połączeniu z EGS4 [10], FLUKA [18] i GEANT4 [27]. Z powszechnie stosowanego oprogramowania opartego na metodzie Monte Carlo, służącego do obliczeń transportu promieniowa-

nia przez materię, jedynie MCNP4 (wersja 4c) i GEANT4 posiadają algorytmy umożliwiające symulację komputerową reakcji fotojądrowych. Porównanie zakresu zastosowania oprogramowania używanego do modelowania wiązek terapeutycznych można znaleźć w artykule przeglądowym autorstwa Verhagen'a i Seuntjens'a z roku 2003 [24]. Natomiast, bogatą informację na temat oprogramowania GEANT4, poza stroną domową projektu (<http://wwwinfo.cern.ch/asd/geant4/>) czytelnik może znaleźć w licznych publikacjach (np. [25–27]).

2.3. Identyfikacja radioizotopów powstałych w wyniku reakcji jądrowych zapoczątkowanych przez wiązki terapeutyczne. Jedną z konsekwencji reakcji jądrowych wywoływanych przez niepożądane neutrony towarzyszące wiązkom terapeutycznym jest powstawanie radioizotopów zarówno w komponentach głowicy akceleratora, w ścianach, podłodze i suficie pomieszczenia do teleradioterapii, jak również praktycznie we wszystkich przedmiotach, które znajdują się w pomieszczeniu z akceleratorem emitującym wysokoenergetyczną wiązkę terapeutyczną [14, 19, 28–30]. Jak już wspomniano, szczególne znaczenie mają reakcje wychwytu radiacyjnego neutronu (n, γ) wywoływane przez neutrony termiczne i rezonansowe. Radioizotopy mogą także powstawać w reakcjach fotojądrowych i elektrojądrowych wywoływanych bezpośrednio przez fotony i elektrony wiązek terapeutycznych. Powstałe w wyniku reakcji fotojądrowych i elektrojądrowych radioizotopy posiadają mniej neutronów w stosunku do ilości protonów niż stabilne jądra atomowe i w związku z tym będą ulegać rozpadowi β^+ i wychwytowi elektronu [14, 19, 28–30]. Reakcje fotojądrowe i elektrojądrowe zachodzą w obrębie wiązki terapeutycznej, podczas gdy reakcje wychwytu radiacyjnego neutronu mają miejsce w całym pomieszczeniu do teleradioterapii, a nawet poza nim [19]. Na rysunku 3 zamieszczono przykładowy rozkład fluencji neutronów termicznych i rezonansowych w pomieszczeniu do radioterapii w trakcie emisji terapeutycznej wysokoenergetycznej wiązki promieniowania X. Znaczący spadek fluencji neutronów widoczny jest dopiero w labiryncie wejściowym, w szczególności w pobliżu drzwi.

Podstawową metodą identyfikacji powstałych radioizotopów jest analiza widma promieniowania γ emitowanego podczas rozpadu radioizotopów [14, 19, 28–30]. Doskonale do tego typu pomiarów nadaje się już wspomniany detektor germanowy o wysokiej czystości kryształu germanu HPGe (np. firmy EG&G ORTEC), który pozwala wykonywać pomiary z dobrą rozdzielczością w zakresie energii od kilkudziesięciu keV nawet do kilku MeV i więcej w zależności od rozmiaru kryształu germanu. Kalibrację energetyczną takiego detektora można przeprowadzić przy zastosowaniu komercyjnych źródeł kalibracyjnych, takich radioizotopów jak: ^{22}Na , ^{54}Mn , ^{60}Co , ^{74}Se , $^{116\text{m}}\text{In}$, ^{137}Cs , ^{133}Ba , ^{241}Am . Do analizy tego typu widm bardzo



Rys. 3. Wartości fluencji neutronów termicznych $\Phi_{n,ter}$, rezonansowych $\Phi_{n,res}$ i średniej energii E_0 neutronów w wybranych miejscach pomieszczenia do radioterapii z akceleratorem Clinac-2300, w trakcie emisji wiązki promieniowania X o potencjale nominalnym 20 MV. Zamieszczone wartości pochodzą zarówno z pomiarów metodą aktywności wzbudzonej przy zastosowaniu folii indowej jak również z symulacji komputerowych przeprowadzonych metodą Monte Carlo (GEANT4). Fluencję w położeniach 1–3 wyznaczono na powierzchni stołu terapeutycznego dla różnych wartości parametru SSD określonego w stosunku do powierzchni stołu. Wartości fluencji w położeniach 4–11 zostały wyznaczone na powierzchni ścian w odległości 1 m od podłogi. Położenie 12 odpowiada powierzchni drzwi od strony labiryntu wejściowego. Podobnie jak w przypadku widm zamieszczonych na rysunku 2 wartości fluencji neutronów zostały odniesione do dawki maksymalnej D_m promieniowania X określonej w fantomie wodnym wzdłuż osi wiązki terapeutycznej. Rysunek zaczerpnięty z pracy [22]

przydatne okazują się być tablice izotopów opracowane na Uniwersytecie w Kalifornii, opublikowane w roku 1996 [31]. Przy analizowaniu widm (identyfikacji powstałych radioizotopów) poza energią zarejestrowanych fotonów, uwzględnia się dodatkowo względne natężenie pików odpowiadających poszczególnym energiom i czasy półżycia powstałych radioizotopów.

3. Korelacja pomiędzy energią i rodzajem wiązki terapeutycznej a fluencją neutronów

Wartość fluencji neutronów wytwarzanych w trakcie emisji wysokoenergetycznych wiązek terapeutycznych zależy od wielu czynników. Jednym z nich jest konstruk-

cja akceleratora [32]. W mniejszym stopniu na poziom promieniowania neutronowego wpływa wielkość pola napromieniowania [12] i rozmiary pomieszczenia do radioterapii [33]. Jednak głównym czynnikiem decydującym o wielkości fluencji neutronów jest rodzaj i energia wiązki terapeutycznej. Tabela 1 zawiera wartości fluencji neutronów termicznych i rezonansowych w izocentrum obrotu głowicy akceleratorów typu Clinac-2300 i Primus dla wiązek promieniowania X i wiązek elektronowych o różnych energiach.

Tab. 7. Porównanie fluencji neutronów termicznych $\Phi_{n,ter}$ i rezonansowych $\Phi_{n,res}$ zmierzonych w izocentrum obrotu głowicy akceleratora metodą aktywności wzbudzonej przy zastosowaniu folii indowej. Wartości fluencji neutronów zostały odniesione do dawki maksymalnej D_m wiązki terapeutycznej promieniowania X / elektronów, określonej w osi wiązki terapeutycznej w fantomie wodnym. Tabela zaczerpnięta z pracy [13]

wiązka	akcelerator	$\Phi_{n,ter}/D_m$ [cm ⁻² Gy ⁻¹]	$\Phi_{n,res}/D_m$ [cm ⁻² Gy ⁻¹]
15 MV, X	Primus	$2,9 \cdot 10^5$	$1,3 \cdot 10^5$
20 MV, X	Clinac-2300	$1,3 \cdot 10^6$	$1,0 \cdot 10^6$
18 MV, e ⁻	Primus	$1,2 \cdot 10^4$	$0,6 \cdot 10^4$
21 MV, e ⁻	Primus	$2,0 \cdot 10^4$	$0,8 \cdot 10^4$
18 MV, e ⁻	Clinac-2300	$0,7 \cdot 10^4$	$1,5 \cdot 10^4$
22 MV, e ⁻	Clinac-2300	$1,1 \cdot 10^4$	$2,1 \cdot 10^4$

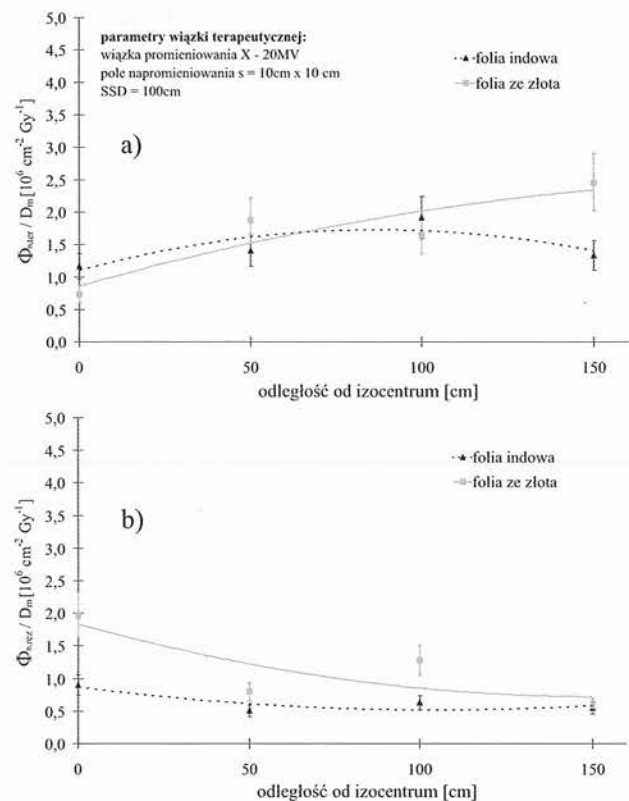
Fluencja neutronów termicznych i rezonansowych związana z emisją wiązek promieniowania X jest od jednego do dwóch rzędów wielkości większa niż w przypadku elektronów. Ponadto, dla wiązek promieniowania X występuje zależność od potencjału nominalnego (tj. maksymalnej energii) wiązki. I tak, fluencja neutronów związana z emisją wiązki promieniowania X o potencjale nominalnym 20 MV jest w przybliżeniu jeden rząd wielkości większa niż w przypadku wiązki o potencjale nominalnym 15 MV. Ten fakt eksperymentalny można wyjaśnić analizując zależność pomiędzy przekrojami czynnymi na reakcje fotonowe, a widmem wiązki terapeutycznej (zobacz rys. 1).

4. Dawki neutronowe otrzymywane przez pacjentów w teleradioterapii

Prowadzone badania wykazały, że rozkład fluencji neutronów wzdłuż stołu terapeutycznego jest z grubsza jednorodny (rys. 4). Zatem, nasuwają się bardzo ciekawe wnioski. Mianowicie, pacjent otrzymuje dawkę neutronową na całe ciało, pomimo, iż pole terapeutyczne ograniczone jest do niewielkiego obszaru. Dawka neutronowa rozkłada się prawie równomiernie w obrębie ciała osoby leczonej. Pozostaje jeszcze oszacować wielkość dawki neutronowej i związać ją z dawką terapeutyczną. Jednak zanim tego dokonamy, warto zauważyć, że w większości przypadków wyniki otrzymane za pomocą folii indowej odbiegają od wartości zmierzonych folią ze złota nieco

bardziej niż wartość szacowanej niepewności pomiarowej wynosząca w przybliżeniu 20%. Obserwowana rozbieżność jest spowodowana wieloma czynnikami, m.in. faktem, że wartości całki aktywacji rezonansowej dla reakcji wykorzystywanych w pomiarze fluencji neutronów, podawane w różnych opracowaniach specjalistycznych różnią się od siebie nawet o 10% i nie można jednoznacznie rozstrzygnąć, która wartość jest prawidłowa.

Efektywna dawka neutronowa oszacowana na podstawie widma neutronów zaprezentowanego na rysunku 2 i współczynników konwersji fluencji neutronów na



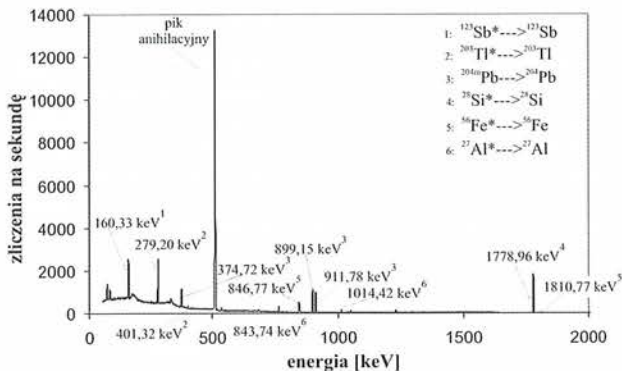
Rys. 4. a) Rozkłady fluencji neutronów termicznych $\Phi_{n,ter}$ i b) rezonansowych $\Phi_{n,res}$ wzdłuż stołu terapeutycznego akceleratora medycznego Clinac-2300, w trakcie emisji wiązki 20 MV, zmierzone za pomocą metody aktywności wzbudzonej przy zastosowaniu folii indowej i folii ze złota. Parametry wiązki terapeutycznej, dla której pomiar był wykonany znajdują się w lewym górnym rogu rysunku. Rysunek zaczerpnięty z pracy [12]

dawkę zawartych w raporcie ICRP Publication 74 [34] wynosi 2,4 mSv na 1 Gy terapeutycznej dawki maksymalnej dla wiązki 20 MV (Clinac-2300), SSD = 100 cm i pola terapeutycznego $s = 10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$. W przypadku typowego leczenia klinicznego, pacjent otrzymuje dawkę terapeutyczną wynoszącą 60 Gy na guz w ciągu sześciu tygodni (po 2 Gy dziennie przez pięć dni w tygodniu). Dawka efektywna od neutronów akumulowana w tym czasie nie przekracza, więc 150 mSv. Dawka taka nie powoduje natychmiastowych efektów biologicznych, jednak jest wystarczająco duża, aby stanowić argument przemawiający za dalszym badaniem tego problemu. Ryzyko

powikłań popromiennych wywołanych przez neutrony wytwarzane przez wiązki terapeutyczne zostało oszacowane przez Hall'a [35]. Należy zauważyć, że dawki otrzymane przez pacjenta poza obrębem wiązki pierwotnej (tzw. dawki peryferyjne) stanowią sumę dawki neutronowej i dawki od rozproszonego promieniowania X [36].

5. Reakcje jądrowe zachodzące w trakcie emisji wysokoenergetycznej terapeutycznej

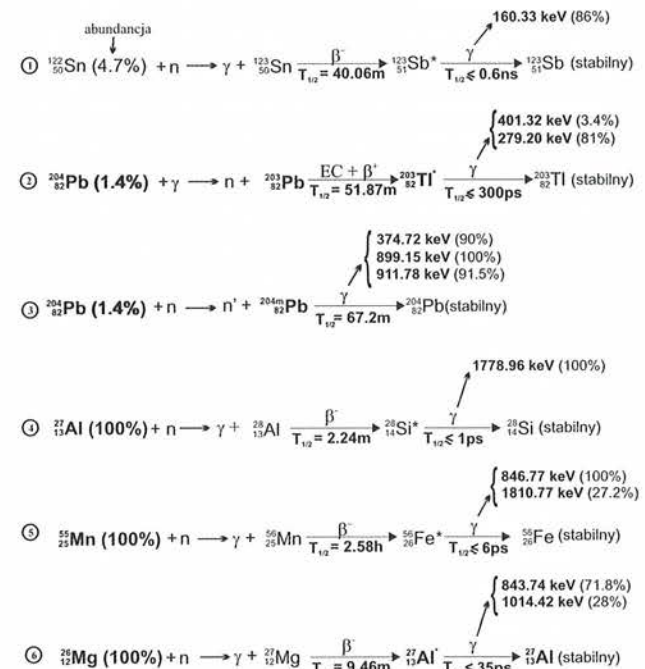
Na rysunku 5 zaprezentowano przykładowe widmo energetyczne fotonów emitowanych przez filtr klinowy bezpośrednio po użyciu go do profilowania wiązki promieniowania X – 20 MV. Widmo to zostało zmierzone za pomocą półprzewodnikowego detektora HPGe. Wyniki analizy widma przedstawiono na rysunku 6.



Rys. 5. Widmo energetyczne promieniowania gamma emitowanego przez filtr klinowy, zmierzone bezpośrednio po usunięciu go z wiązki promieniowania X – 20 MV. Piki zostały ponumerowane w celu dokładnego opisu ich genealogii (zobacz rysunek 6). Rysunek zaczerpnięty z pracy [14]

Obserwowany na rysunku 5, pik odpowiadający energii 511 keV pochodzi z anihilacji pozytonów. Na prezentowanym widmie pojawia się także pik przy energii 1778,98 keV pochodzący z rozpadu promieniotwórczego radioizotopu ^{28}Al , który powstaje poprzez wychwyt neutronu przez izotop ^{27}Al . Energia maksymalna elektronów emitowanych podczas rozpadu jąder ^{28}Al wynosi 2863,2 keV. Pozwala to elektronom pokonać w powietrzu maksymalnie odległość 1265 cm. Maksymalny zasięg w tkance biologicznej wynosi 1,6 cm. Na potrzeby niniejszego artykułu zasięgi elektronów oszacowano w oparciu o dane zawarte w podręczniku zatytułowanym *Ochrona radiologiczna. Wielkości, jednostki i obliczenia* autorstwa B. Gostkowskiej wydanym przez Centralne Laboratorium Ochrony Radiologicznej w 2005 roku [37]. Do obliczeń przyjęto gęstość powietrza równą $0,0013\text{ g/cm}^3$ i gęstość tkanki biologicznej wynoszącą 1 g/cm^3 . Całkowity przekrój czynny na reakcję $^{27}\text{Al}(n, \gamma)^{28}\text{Al}$ jest równy 0,23 barna dla neutronów termicznych, zaś przy energii 5,9 keV pojawia się większy rezonans dla którego przekrój czynny osiąga wartość maksymalną 4,7 barna. Wymienione wartości przekrojów czynnych pochodzą z bazy danych ENDF/B-VII.0.

Biorąc pod uwagę fakt, że wewnętrzne komory jonizacyjne wielu medycznych akceleratorów, a także tacki na filtry klinowe i inne mniejsze elementy stosowane w głowicach akceleratorów, wykonane są z aluminium, powstawanie radioizotopu ^{28}Al jest nieuniknione. Piki o energiach: 846,77 keV, 1810,77 keV wskazują na obecność radioizotopu manganu ^{56}Mn , powstałego w wyniku reakcji wychwytu radiacyjnego neutronu przez jądra izotopu ^{55}Mn . Elektrony powstające w rozpadzie β^- manganu ^{56}Mn mogą przemieszczać się w powietrzu maksymalnie na odległość 1256 cm, zaś w tkance biologicznej na odległość 1,6 cm. Mangan jest podstawowym składnikiem stali nierdzewnej, z której wykonane są poza rozważanym filtrem klinowym również filtry wygładzające i inne mniejsze komponenty akceleratorów. Tak, więc należy się spodziewać,



Rys. 6. Prezentacja analizy widma zamieszczonego na rysunku 5. Zidentyfikowano sześć reakcji jądrowych zachodzących w filtrze klinowym (11 pików na prezentowanym widmie). W zapisie reakcji podano dodatkowo abundancję (po symbolu jądra, które ulega reakcji jądrowej), rodzaj rozpadu (rozpad β^- , β^+ , EC – wychwyt elektronu, przejście γ), czasy półżyciów ($T_{1/2}$), energie emitowanych fotonów i procent rozpadów, w których emitowany jest foton o danej energii. Rysunek sporządzono na podstawie danych zamieszczonych w pracy [14]

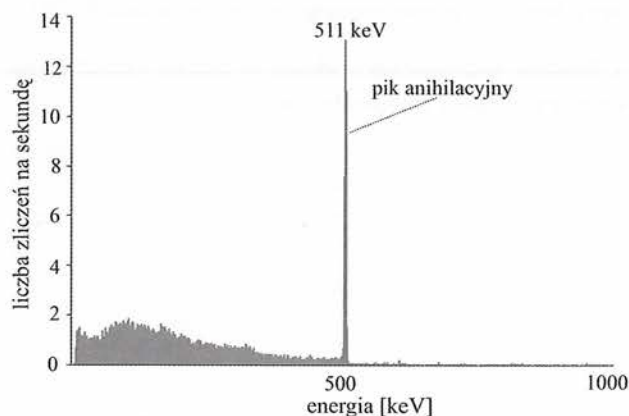
że wszystkie elementy akceleratora wykonane ze stali nierdzewnej staną się źródłem promieniowania γ i β^- . Izotop ^{55}Mn posiada stosunkowo duży całkowity przekrój czynny na reakcję wychwytu radiacyjnego neutronu termicznego wynoszący 13,4 barna i kilka rezonansów dających wartość całki aktywacji rezonansowej 11,8 barna [21]. Fotony o energii 160,33 keV są konsekwencją reakcji neutronów z izotopem ^{122}Sn . Zachodzi następująca reakcja $^{122}\text{Sn}(n, \gamma)^{123}\text{Sn}$. Maksymalny zasięg w powietrzu elektronów powstających w wyniku rozpadu β^- jąder ^{123}Sn wynosi 400 cm (energia maksymalna 1243 keV), w tkance

biologicznej 0,5 cm. W rozpatrywanym elemencie akceleratora zachodzi również reakcja nieelastycznego rozpraszania neutronów zmieniająca stan podstawowy jąder izotopu ołowiu ^{204}Pb w stan metastabilny $^{204\text{m}}\text{Pb}$ (piki o energiach: 374,72 keV, 899,15 keV i 911,78 keV). Zachodzi również reakcja fotojądrowa z izotopem ołowiu ^{204}Pb , a powstający w jej wyniku radioizotop ^{203}Pb rozpada się przez wychwyt elektronu i rozpad β^+ . Izotopy ^{122}Sn i ^{204}Pb charakteryzują się względnie małymi abundancjami. Pozostałe izotopy cyny i ołowiu o większej abundancji w wyniku reakcji z neutronami lub reakcji fotojądrowej przemieniają się w jądra stabilne. Wyjątek stanowi ^{209}Pb – emitery promieniowania β^- (brak fotonów podczas rozpadu) o czasie półżycia $T_{1/2} = 3,25$ h. W przypadku cyny oprócz rozważanego wcześniej radioizotopu ^{123}Sn i stabilnych izotopów (analogia do ołowiu) powstają dwa emitery promieniowania β^- : ^{121}Sn ($T_{1/2} = 27,1$ h) i ^{125}Sn ($T_{1/2} = 9,64$ d). Blisko 100% rozpadów tych dwóch radioizotopów cyny odbywa się bez emisji promieniowania gamma.

Zaprezentowana analiza prowadzi do zasadniczego wniosku, a mianowicie, że wyeliminowanie z materiałów konstrukcyjnych akceleratora izotopów o dużych przekrojach czynnych na reakcje fotojądrowe i reakcje wychwytu radiacyjnego neutronu pozwoli częściowo zmniejszyć radioaktywność indukowaną w komponentach medycznych linaków. Tym samym redukcji ulegną dawki otrzymywane przez personel obsługujący akceleratory medyczne. Warto zauważyć, że dziewięć z jedenastu pików widocznych na rysunku 5 jest konsekwencją reakcji jądrowych wywołanych przez neutrony. Jak już wspomniano, pole neutronowe wytwarzane przez wiązkę terapeutyczną charakteryzuje się dużą jednorodnością w całym pomieszczeniu, w którym pracuje akcelerator medyczny. W związku z tym nawet nieużywany filtr klinowy ulega aktywacji neutronowej, jeśli znajduje się w pomieszczeniu do radioterapii, w trakcie emisji wysokoenergetycznej wiązki terapeutycznej. Dlatego niezwykle istotne jest, aby filtry klinowe i inne akcesoria akceleratorów przetrzymywać poza pomieszczeniem do radioterapii.

A teraz zapowiadana ciekawostka. Na rysunku 7 zaprezentowano widmo promieniowania γ emitowanego przez ciało pacjenta tuż po zakończeniu seansu napromieniania chorego wiązką terapeutyczną promieniowania X – 20 MV. Widoczny jest duży pik pochodzący z anihilacji pozytonów (511 keV). Źródłem pozytonów są powstałe w reakcjach jądrowych wywołanych przez wiązkę terapeutyczną i przez neutrony, radioizotopy emitujące promieniowanie β^+ i radioizotopy emitujące fotony o energiach większych od 1022 keV, tj. o energiach przekraczających podwójną spoczynkową masę elektronu. O reakcjach jądrowych zachodzących w materiale biologicznym można przeczytać w pracy [38]. Pole pod pikiem anihilacyjnym okazuje się być proporcjonalne do dawki terapeutycznej. Fakt ten pozwala opracować sposób szacowania dawki zaaplikowanej pacjentowi na podstawie pomiaru i ana-

lizy widma promieniowania γ emitowanego przez ciało pacjenta bezpośrednio po zakończeniu seansu napromieniania. Więcej na ten temat czytelnik może dowiedzieć się z pracy [39].



Rys. 7. Widmo promieniowania γ emitowanego przez ciało pacjenta kilka minut po zakończeniu seansu napromieniania. Napromieniano obszar płuca wiązką promieniowania X – 20 MV. Pacjentowi zaaplikowano dawkę 2 Gy na guz. Pomiar widma wykonano przy pomocy detektora germanowego HPGe. W trakcie pomiaru pacjent znajdował się w pozycji siedzącej, detektor był umieszczony na wysokości kości piszczelowej około 1 cm od powierzchni skóry. Rysunek zaczerpnięty z pracy [8]

6. Słowo końcowe

Zaprezentowane w dużym skrócie badania dostarczają wyników stanowiących cenną wiedzę dla konstruktorów akceleratorów medycznych wytwarzających wysokoenergetyczne wiązki terapeutyczne. Jednak warto w tym miejscu zauważyć, że wyraźna redukcja ilości wytwarzanych neutronów poprzez dobór materiałów stosowanych w konstrukcjach akceleratorów medycznych jest niemożliwa. Wynika to z faktu, iż skuteczna kolimacja wysokoenergetycznego promieniowania X jest możliwa tylko wówczas, gdy układ kolimacyjny będzie masywny, wykonany z materiałów o dużej gęstości i dużej liczbie atomowej, dla których to materiałów niestety przekroje czynne na reakcję (γ, n) osiągają maksima dochodzące do kilkuset milibarnów przy energiach 12 MeV ÷ 14 MeV. Z rysunku 1 i tabeli 1 wynika, że najskuteczniejszym sposobem redukcji poziomu promieniowania neutronowego w pomieszczeniu do radioterapii jest stosowanie wiązek terapeutycznych o mniejszych potencjałach nominalnych, czyli wiązek o mniejszych energiach. Obecnie da się zauważyć tendencję zmniejszania energii wiązek terapeutycznych. Należy jednak pamiętać, że wraz ze zmniejszeniem energii wiązki terapeutycznej zmienia się rozkład dawek w napromienianym obszarze ciała tj. głębokość odpowiadająca dawce maksymalnej przesuwa się ku powierzchni skóry. Tak więc, aby skutecznie leczyć także nowotwory zlokalizowane głęboko pod powierzchnią ciała należy dysponować odpowiednio dużą energią.

Redukcja energii wiązki terapeutycznej wpływa na zmniejszenie fluencji neutronów termicznych i rezonan-

sowych, a to przekłada się na mniejszą radioaktywność indukowaną w przedmiotach znajdujących w pomieszczeniu do teleradioterapii. Innym zasadniczym czynnikiem wpływającym na radioaktywność wzbudzoną jest oczywiście czas emisji wysokoenergetycznej wiązki promieniowania X. O ile to możliwe to należy unikać dłuższych, trwających ponad kilka minut emisji takich wiązek. Korzystna jest taka organizacja pracy, aby dla pojedynczego akceleratora w miarę możliwości stosować wiązki o maksymalnej energii poniżej progu na reakcje fotojądrowe, także wiązki elektronowe na przemian z wysokoenergetycznymi wiązkami promieniowania X.

W niniejszym artykule nie poruszyliśmy kwestii aktywacji powietrza. Znaczenie mają tu dwa radioizotopy – emitery pozytonów: ^{15}O ($T_{1/2} = 122,24\text{ s}$) i ^{13}N ($T_{1/2} = 9,97\text{ m}$) powstające w wyniku reakcji (γ, n). Reakcje z neutronami nie mają większego znaczenia dla aktywacji powietrza. Skutecznym rozwiązaniem problemu aktywacji powietrza jest dobra wentylacja pomieszczenia do teleradioterapii. Więcej informacji na temat aktywacji powietrza czytelnik znajdzie w pracach [40, 41].

Na koniec jeszcze kilka zdań na temat dawek peryferyjnych. Jak już wspomniano dawki od promieniowania neutronowego nie wywołują bezpośrednich efektów biologicznych w tkankach organizmu pacjenta poddanego teleradioterapii wysokoenergetycznymi wiązkami promieniowania X. Wyjątek w tym względzie mogą stanowić narządy krytyczne (np. gałka oczna) szczególnie wrażliwe na działanie promieniowania jonizującego [42, 43]. Problem efektów wywoływanych przez względnie małe dawki promieniowania jest obecnie przedmiotem badań prowadzonych przez wielu naukowców w ramach międzynarodowych projektów takich jak np. DoReMi (pełna nazwa: *Low Dose Research towards Multidisciplinary Integration*).

Literatura

- [1] W. Scharf, *Akceleratorzy biomedyczne*, Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 1994.
- [2] IAEA, *Radiation Oncology Physics: Handbook for teachers and students*, Vienna 2005.
- [3] R. F. Barth i in., *Clin. Cancer Res.* 11, 3987–4002 (2005).
- [4] C. Voyant i in., *Reports of Practical Oncology and Radiotherapy* 16, 21–31 (2011).
- [5] S. S. Dietrich, B. L. Berman (eds), *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 38, 199–338 (1988).
- [6] E. G. Fuller, E. Hayward, *Photonuclear Reactions*, Dowden, Hutchinson & Ross, Stroudsburg, Pennsylvania 1976.
- [7] E. Hayward, *Photonuclear Reactions*, NBS Monograph 11 (1970).
- [8] A. Konefał, *Udział fizyki jądrowej w rozwiązywaniu problemów współczesnej radioterapii*, Wydawnictwo Uniwersytetu Śląskiego, Katowice 2011.
- [9] P. D. LaRiviere, *Med. Phys.* 12, 806–809 (1985).
- [10] X. S. Mao i in., *Health Physics* 72, 524–529 (1997).
- [11] M. B. Scott, A. O. Hanson, D. W. Kerst, *Phys. Rev.* 100, 209–214 (1955).
- [12] A. Konefał i in., *Pol. J. Med. Phys.* 7, 291–304 (2001).
- [13] A. Konefał i in., *Nukleonika* 50, 73–81 (2005).
- [14] A. Konefał i in., *Physica Medica* 24, 212–218 (2008).
- [15] C. Ongaro i in., *Phys. Med. Biol.* 45, L55–L61 (2000).
- [16] A. Facure i in., *Applied Radiation and Isotopes* 62, 69–72 (2005).
- [17] Y. Uwamino, T. Nakamura, T. Ohkubo, *Med. Phys.* 13, 374–384, (1986).
- [18] C. C. Chen i in., *Nuc. Inst. and Meth. in Phys. Res. A*, 562, 1033–1037, (2006).
- [19] A. Konefał, K. Polaczek-Grelik, W. Zipper, *Radiation Protection Dosimetry* 28, 133–145 (2008).
- [20] K. Beckurc, K. Wirtz (eds), *Niejtronmaja fizika*, Atomizdat, Moskwa 1968.
- [21] R. L. Macklin, H. S. Pomerance, *Resonance capture integrals*, Proc. 1st Intern. Conf. Peaceful Uses Atomic Energy, Geneva 1985.
- [22] A. Konefał i in., *Polish Journal of Environmental Studies* 15(4A), 176–180 (2006).
- [23] A. Konefał, A. Orlef, Z. Maniakowski, *Polish Journal of Environmental Studies, Series of Monographs* 1, 115–118 (2010).
- [24] F. Verhagen, J. Seuntjens, *Physics in Medicine and Biology*, 48: R113, (2003).
- [25] A. Konefał, A. Orlef, W. Zipper, Z. Maniakowski, *Physica Medica XX Sup.* 1, 165–167 (2004).
- [26] J. F. Carrier, L. Archambault, L. Beaulieu, *Med. Phys.* 31, 484–492 (2004).
- [27] A. Konefał, *Postępy Fizyki* 57, 242–251 (2006).
- [28] A. Konefał, *Undesirable radioisotopes induced by therapeutic beams from medical linear accelerators*, Intech Open Access Publisher, 127–150 (2011).
- [29] A. Konefał i in., *Radiation Oncology Biol. Phys.* DOI: 10.1016/j.rpor.2012.06.004 (2012).
- [30] K. Polaczek-Grelik, B. Karaczyn, A. Konefał, *Applied Radiation and Isotopes* 70, 2332–2339 (2012).
- [31] R. B. Firestone (eds), *Table of Isotopes*, 8th ed. version 1.0, Lawrence Berkeley National Laboratory, University of California 1996.
- [32] J. Gudowska, A. Brahme, *Nukleonika* 41, 105–118 (1996).
- [33] R. C. McCall, T. M. Jenkins, R. A. Shore, *IEEE Transactions on Nuclear Science NS-26*, 1593–1597 (1979).
- [34] ICRP 74 (1995).
- [35] E. J. Hall, S. G. Martin, H. Amols, T. K. Hei, *Int. J. Radiation Oncology Biol. Phys.* 33, 225–230 (1995).
- [36] S. F. Kry i in., *Int. J. Radiation Oncology Biol. Phys.* 4, 1204–1216 (2005).
- [37] B. Gostkowska, *Ochrona radiologiczna. Wielkości, jednostki i obliczenia*, Centralne Laboratorium Ochrony Radiologicznej, Warszawa 2005.
- [38] K. Polaczek-Grelik, A. Konefał, A. Orlef, W. Zipper, *Polish Journal of Environmental Studies* 15(4A), 195–197 (2006).
- [39] K. Polaczek-Grelik i in., *Appl. Radiat. Isotopes* 68, 763–766 (2010).
- [40] P. H. McGinley, *Medical Physics* 10, 796–800 (1983).
- [41] V. Evdokimoff, J. Willins, H. Richter, *Health Physics* 83, Sup. 5, S68–S70 (2002).
- [42] S. F. Kry i in., *Int. J. Radiation Oncology Biol. Phys.*, 62, 1204–1216 (2005).
- [43] R. Barquero, T. M. Edwards, M. P. Iñiguez, H. R. Vega-Carrillo, *Med. Phys.* 32, 3579–3588 (2005).

Fizyka jest wyłącznie nauką przyszłości – rozmowa z profesorem Franciszkiem Kaczmarkiem

Rozmawiała Maria Marciniak • Wydział Fizyki, Uniwersytet im. Adama Mickiewicza

Maria Marciniak: *Panie profesorze, Pana życie zawodowe i prywatne związane jest z Poznaniem.*

Franciszek Kaczmarek: Tak, ale urodziłem się koło Wągrowca (60 km na północ od Poznania), a dokładnie w Łęgowie. To zdarzyło się w dzień wigilijny, sprawilem rodzicom niespodziankę.

Wspaniała niespodzianka.

No nie wiem czy taka wspaniała (śmiej). Mieszkaliśmy w pobliżu jeziora. To jezioro przepływałem wielokrotnie. Muszę powiedzieć, że nauczyłem się pływać na rzece Wełnie mając chyba pięć lat. Stałem nad rzeką i widziałem, że jakaś pani płynie żabką. Tak to pięknie wyglądało, że postanowiłem zrobić tak samo. Proszę sobie wyobrazić, że wszedłem do wody i zacząłem płynąć. Nie pieskiem, jak to robią zwykle dzieci, tylko właśnie żabką, od razu. Tak idealnie, że nie zatonąłem.

Proszę powiedzieć kim byli Pana rodzice?

Mój ojciec był ślusarzem – tokarzem. Kiedy zamieszkaliśmy przed wojną w Poznaniu, pracował w zakładach Cegielskiego. Mieszkaliśmy na obrzeżach Poznania, w Junikowie. To wtedy była prawie wieś. Mama zajmowała się domem. Wcześniej zmarła, miałem wtedy cztery lata. Po kilku latach ojciec ożenił się ponownie. Było nas pięcioro. W tej chwili pozostaliśmy we troje: siostra Maria, brat Jerzy i ja.

Wojna zastała rodzinę w Poznaniu?

Tak, ale ja byłem u babci w Wągrowcu. W 1942 roku dostałem wezwanie do pracy. Taki był obowiązek. Dotyczył wszystkich mężczyzn i również młodych chłopców. Dlatego w wieku 13 lat musiałem pracować. Trafiłem do znanej niemieckiej firmy Siemens-Schuckertwerke. Zostałem uczniem elektromonterskim i pracowałem aż do końca wojny. Pobudka o świcie, na siódmą do zakładów i osiem godzin pracy.

A przecież były to lata młodości, dojrzewania, które młodemu człowiekowi powinny się kojarzyć jak najpiękniej. A ponadto całe pokolenie pozbawione było nauki.

Ja cztery klasy szkoły powszechnej ukończyłem jeszcze przed wojną. Później rzeczywiście szkoły zostały dla Polaków zamknięte. Siemens uruchomił coś w rodzaju szkoły, która była prowadzona po niemiecku. Języka na-

uczyłem się przez codzienny z nim kontakt. Po wojnie mówiłem już prawie płynnie. Była to szkoła typu zawodowego i do niej chodziłem. Czyli uczyłem się też w czasie wojny. Niewiele mi zabrakło aby uzyskać tytuł czeladnika elektromontera, ale wojna się skończyła i zajęcia zostały przerwane. Po zakończeniu wojny natychmiast zapisałem się do szkoły, do liceum im. Bergera w Poznaniu. Ta szkoła mieściła się wtedy przy ul. Głogowskiej, w prywatnej kamienicy, naprzeciwko targów, blisko dworca zachodniego. Przed wojną to była jedna z lepszych szkół. Rozpocząłem od pierwszej klasy mając nieskończone te wyższe klasy szkoły powszechnej, tak że było mi niesłychanie trudno.

Rodzice wybrali szkołę czy to był Pana wybór, Pana decyzja?

Mój.

Z własnej, wewnętrznej potrzeby?

To było we mnie zawsze. Zapisałem się do tej szkoły i dopiero później powiedziałem o tym rodzicom. Oni nie nakłaniali mnie, bo w ogóle o tym nie wiedzieli. Liceum Bergera to szkoła z tradycjami, z historią. Pamiętam, że przynajmniej jeden nauczyciel był jednocześnie wykładowcą Wyższej Szkoły Inżynierskiej (dzisiejszej Politechniki). To był doktor Szyguła, znakomity fizyk.

I tutaj zaczyna się fizyka w Pana życiu?

Właściwie to najpierw było majsterkowanie. Cały czas coś przerabiałem w domu. Zakładałem jakieś instalacje, jakieś prądy, światła się zapalały przy otwieraniu drzwi. To była jedna rzecz, a druga to astronomia. Po wojnie zacząłem konstruować różnego rodzaju lunety i teleskopy. Chodziłem do Obserwatorium Astronomicznego na nocne obserwacje. Jak niebo było czyste to oglądałem gwiazdy, a jak było zachmurzone to graliśmy w brydża (śmiej). Profesor Hurnik (obecnie najstarszy pracownik UAM, rocznik 1919) robił wtedy pracę doktorską, a szefem był profesor Józef Witkowski. Jego zastępcą był doktor Fryderyk Koebecke.

Kończy Pan szkołę średnią i...

Najpierw chciałem być inżynierem. Zdałem egzamin do Wyższej Szkoły Inżynierskiej. Ale wtedy sytuacja była taka, że powstały kompanie akademickie i ktoś, kto się



Profesor Szczepan Szczeniowski

zapisał do wojska, jako mundurowy mógł być przyjęty na studia nawet bez egzaminu. Ja nie chciałem iść do wojska i mimo bardzo dobrze zdanego egzaminu nie zostałem przyjęty. Z tymi dokumentami potwierdzającymi zdany egzamin zgłosiłem się na uniwersytet, na fizykę. Zostałem przyjęty już bez egzaminu. To był 1948 rok. Wtedy fizyka nie różniła się tak bardzo od matematyki jeśli chodzi o zakres studiów. Właściwie studiowanie fizyki, matematyki i astronomii do drugiego roku było wspólne. Tak, że praktycznie biorąc, robiłem te trzy rzeczy naraz. W połowie drugiego roku fizyki profesor Szczepan Szczeniowski zaproponował mi etat zastępcy asystenta. To był rok 1950. Paradoxs polegał na tym, że będąc na drugim roku studiów miałem już ukończoną pierwszą pracownię fizyczną. Profesor Szczeniowski zlecił mi prowadzenie zajęć w tej pierwszej pracowni, w której ćwiczenia odrabiali moi koledzy z roku. Takie to były czasy. Wtedy studenci byli asystentami, to było dość normalne.

Nie było kadry.

Tak, z tym że kiedy dotyczyło to studenta drugiego roku, to jednak było nadzwyczajne. Miałem pensję asystenta. Moim bezpośrednim przełożonym był profesor Szczepan Szczeniowski. Kiedy pisał książkę, zapraszał studentów do tego, żeby pisali to, co mówi. Wyglądało to w ten sposób, że profesor chodził po pokoju tam i z powrotem i dyktował swoje podręczniki, a myśmy notowali.

Czyli te sześć tomów Fizyki doświadczalnej w ten sposób powstało?

Tak, to myśmy pisali, ale przede wszystkim Tadeusz Hilczer. On był głównym pisarzem, on spisywał wszystko. Ja jako student chodziłem do gabinetu raz, dwa razy w tygodniu i profesor dyktował. Ja to pisałem, później to brał Hilczer, polerował i z tego powstawała książka.

Profesor Szczeniowski był moim przełożonym, ale moim ulubionym profesorem był matematyk, wybitny matematyk profesor Władysław Orlicz.



Profesor Władysław Orlicz

Słynna szkoła lwowska!

Tak. Będąc podwładnym profesora Szczeniowskiego bardziej Ignąłem do profesora Orlicza. Pomimo znacznej różnicy wieku bardzo polubiliśmy się nawzajem. Orlicz powiedział: „Proszę pana, pracę magisterską będzie Pan robił u mnie. Ale żeby zadowolić fizykę dam Panu temat, który jest matematyką w zastosowaniu do fizyki.” To było zastosowanie odwzorowań konforemnych w lotnictwie. Te matematyczne odwzorowania służą, najkrócej mówiąc, projektowaniu skrzydeł samolotów. Bardzo mi przypadł ten temat do gustu i w ten sposób moja praca magisterska powstała u profesora Orlicza za zgodą profesora Szczeniowskiego. Przez wiele lat uważałem, że matematyka jest najpiękniejsza, że żadna nauka nie równa się matematyce. Ale pracowałem cały czas w Katedrze Fizyki. Pamiętam wrażenie jakie na mnie zrobiła książka *Działania nieskończone* profesora Wacława Sierpińskiego, pięknie wydana w Szwecji. Ja się w niej po prostu zakochałem. Dlatego, że w tym podręczniku nie było ani jednego rysunku.

Gdzie odbywały się zajęcia?

W Collegium Maius, przy ul. Fredry. Początkowo matematyka mieściła się w Collegium Chemicum, ale została przeniesiona do Collegium Maius na pierwsze piętro. Był czas, że pracowałem tam na parterze pod kierownictwem prof. Szczeniowskiego, a później u profesora Marka Kwieka, akustyka. Nie miał pracowników i prof. Szczeniowski oddelegował mnie do niego, o co miałem żal, ponieważ prof. Kwiek był człowiekiem osobliwym, szczególnym. W końcu zwróciłem się do prof. Szczeniowskiego o przeniesienie.

Profesor Tadeusz Hilczer, wspominając tamte czasy, często i z sympatią wspomina prof. Stanisława Lorie.

Profesor Loria to był uroczy człowiek, ale nie twórczy. W porównaniu do Kwieka czy Szczeniowskiego był na-

prawdę miły, niesłychanie inteligentny. Niemniej w nauce był znakomitym, ale odtwórcą. A w fizyce odtwarzanie to za mało. Miałem z nim kontakt. Opowiadał na przykład o swoim kontakcie z Nielsem Bohrem, o swojej z nim przyjaźni.



Profesor Arkadiusz Piekara

Wiele zmieniło się kiedy do Poznania przybył w 1952 roku Arkadiusz Piekara. Szczeniowski przeniósł się do Warszawy, a do Poznania tylko przyjeżdżał. Profesor Piekara zebrał nas wszystkich i powiedział: „Do roboty!”. I od tego zaczęła się zupełnie nowa fizyka. To było coś niezwykłego. Powiedziałem prof. Piekarze, że mam magisterium z matematyki i że zrobię również z fizyki, na co odpowiedział: „Chce Pan być fizykiem, czy kolekcjonerem? Chce Pan kolekcjonować tytuły? Startujemy z pracą naukową!” To mi bardzo odpowiadało. Piekara otrzymał puste pokoje w Collegium Chemicum przy ul. Grunwaldzkiej i trzeba było stworzyć laboratoria. Dał mi temat pracy doktorskiej i zacząłem kompletować aparaturę. Zająłem się zjawiskami opóźnionymi w ceramikach ferroelektrycznych. To był mój temat pracy doktorskiej. Chodziło o wyjaśnienie efektów opóźnionych. W ferroelektrykach występują takie zjawiska. Piekara chciał zrozumieć na czym polegają i dał mi ten temat – bardzo ciekawy. Pracę doktorską obroniłem w 1960 roku.

Krótko potem wyjeżdża Pan do Stanów Zjednoczonych. Jak do tego doszło?

Tego do dzisiaj nie wiem! Dlatego, że wyjechać do Stanów w 1960 roku nie było łatwo. Wcześniej byłem zgłoszony na stypendium w Moskwie w MGU (*Moskowskij Gasudarstvennyj Universitet*). Tam miałem pojechać na staż. Wcześniej zostałem wezwany na przesłuchanie do Komitetu Centralnego Partii w Warszawie, w efekcie

którego zostałem zdyskwalifikowany i nie pojechałem do Moskwy. Natomiast krótko potem pojechałem do Stanów. Dostałem stypendium w jednej z najlepszych uczelni na świecie: MIT (*Massachusetts Institute of Technology*). Przypominam sobie, że jak pojawiłem się wcześniej w Colorado Springs na dwumiesięcznym kursie wakacyjnym, ufundowanym przez Departament Stanów, Amerykanie zadawali mi pytanie, gdzie potem pojedę. Słyszając, że mam miejsce w MIT, reakcja była jednakowa: „Oh my God”!

Język angielski opanowałem samodzielnie. Ucząc się, bardzo zwracałem uwagę na to, aby zapamiętywać nowe słowa tylko jeśli znałem ich poprawne brzmienie. Starałem się korzystać z dobrych źródeł. Słuchałem radia, na przykład Głosu Ameryki.

Pierwsze miesiące były trudne. Ameryka to inny świat, ale Amerykanie mają to do siebie, że są życzliwi i przyjaźni.

Do jakiego zespołu naukowego Pan trafił w MIT?

To ciekawe, bo znowu miałem takie rozdwojenie. Miałem do wyboru profesora Arthura R. Hippela i jego zakład dielektryków, to się nazywało Insulation Laboratory. Ale chciałem nauczyć się też czegoś nowego i zgłosiłem się do profesora „mikrofalowca” M. W. P. Strandberga. W rezultacie trzy dni spędzałem u prof. Strandberga ucząc się mikrofal i trzy dni przy dielektrykach u prof. Hippela. Często w życiu trafiałem na takie sytuacje rozdwojenia.

Ile czasu spędził Pan w Stanach?

Wtedy rok. Namawiano mnie do pozostania, ale to nie wchodziło w rachubę. W kraju została żona i córka. Powrót był zaplanowany od samego początku. Oczywiście Amerykę polubiłem i wracałem tam wiele razy. Wykładałem fizykę na jednym z uniwersytetów.



Profesor Arthur von Hippel

Jakie były naukowe inspiracje, konsekwencje wyjazdu?

Mikrofałe. Po powrocie zacząłem nawet budować spektrometr mikrofalowy. Przerwałem tę pracę na życzenie profesora Piekary, który pewnego dnia wezwał mnie do siebie i powiedział: „Proszę zostawić ten spektrometr taki, jaki on jest. Od dzisiaj budujemy w Poznaniu lasery.

Powołuję grupę laserową. Pan jest szefem tej grupy. Pańskim zadaniem jest zbudowanie lasera u nas, tutaj w katedrze”.

Czyli tak autorytarnie działał?

Absolutnie. To był rozkaz.

Ale przecież miał Pan rozpoczętą swoją pracę.

Tak, powiem od razu: wychodziłem z gabinetu Piekary płacząc.

Zabolało?

Mocno, mocno. Włożyłem tyle sił i pracy żeby zbudować spektrometr, że było mi żal to rzucić w ciągu jednego dnia. Ale profesor Piekara nie znosił sprzeciwu.

A może czuł potencjał tematu: lasery.

Nie, nie czuł. Ale był laserem oczarowany.

A kiedy to oczarowanie na Pana przeszło?

Trochę później, ale już zostało do końca życia. Szybko zacząłem chłonąć tę nową rzecz, która była tak ciekawa i tak absolutnie nowa, że wszystkie siły poświęciłem na to, żeby te lasery w Poznaniu zbudować. Praca pochłonęła mnie do tego stopnia, że częściej przebywałem w pracy niż w domu. Tym bardziej, że mieszkaliśmy w budynku Collegium Chemicum. Na porządku dziennym był powrót do domu o godz. 22.00–23.00. A wtedy nie było wolnych sobót. Rodzina w jakimś sensie też żyła moimi sprawami naukowymi. Ten cel, jaki miałem przed sobą, był tak fascynujący, że byłem nim całkowicie pochłonięty.

Krążą legendy o tym, że nawet dni świąteczne i noworoczne Pana grupa potrafiła spędzić w pracy.

Tak bywało. No, na przykład, pompowaliśmy rury laserowe, żeby zbudować laser helowo-neonowy. Nie wyłączałem tej całej maszynerii na noc i będąc na miejscu w Chemicum doglądałem czy wszystko jest w porządku.



Z profesorem Arkadiuszem Piekarą podczas konferencji w Rydzynie, 1982 rok

Skąd czerpał Pan wiedzę niezbędną do tej pracy?

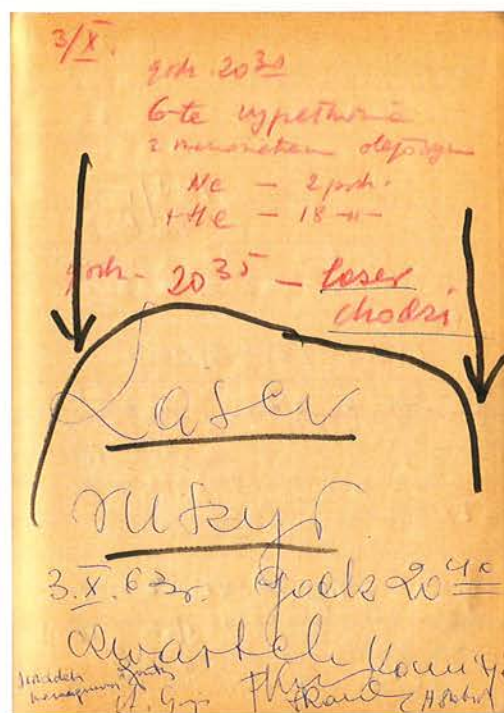
Z literatury światowej. Trzeba było ją śledzić na bieżąco, aby wiedzieć co się dzieje na świecie. Nie ma fizyki lokalnej. Fizyka jest międzynarodowa.

Mógł Pan wtedy powiedzieć, że jesteście w pierwszej linii?

Nie, nie. W pierwszej linii nie byliśmy nigdy. W pewnym sensie powtarzaliśmy to, co zrobiono na Zachodzie. To może nie brzmi dobrze, ale tak było. Pewne rzeczy nowe zaczęły się później, jak już uruchomiliśmy lasery. Ale aż do uruchomienia naśladowaliśmy to, co zrobiono wcześniej na Zachodzie.

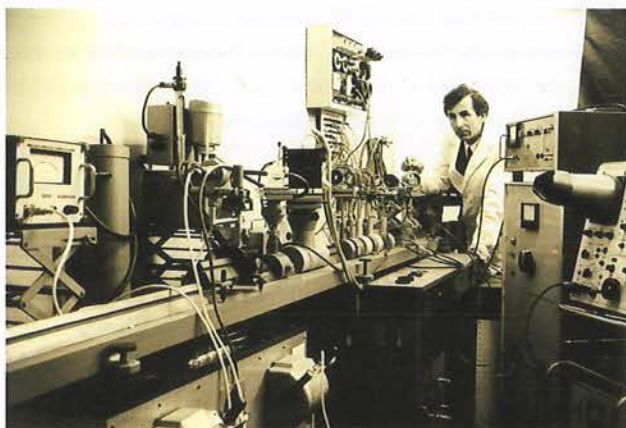
Ale środowisko naukowe doceniało działania Pana grupy. Na konferencje EKON (Elektroniki Kwantowej i Optyki Nieliniowej) przyjeżdżały znakomitości z całego świata.

Tak, konferencje odbywały się co dwa lata i wtedy na chwilę Poznań stawał się centrum świata nauki o laserach.



„Laser ruszył”

W moim zespole była niezwykła fascynacja tym, co robimy. Czuło się pasję, żeby doskonalić i budować nowe lasery. To był taki czas, że kiedy budowaliśmy nowy laser i on zaświecił, kiedy pojawiła się ta wstążka czerwona, to nie można było iść do domu. Nie można było tego przetrwać. To było zaczarowanie. Jeśli się miesiącami zmierza do czegoś i wreszcie światło błysnie! Niestety, płaci się cenę tego błysku. Ja sobie wypaliłem siatkówkę laserem. Nie widzę na lewe oko. Trzeba było te lasery justować i ja to robiłem lewym okiem. Justowało się w ten sposób, że było światło spontaniczne i nagle pojawiał się laser. Światło skupiało się na siatkówce i tam powstawała dziura. Ale kto się tym wtedy przejmował. Coś za coś.



Przy laserze impulsowym

Doktorat napisał Pan z ferroeletryków, potem był wyjazd do Stanów, następnie ostre cięcie prof. Piekary i od tego czasu w Pana życiu istnieją przede wszystkim lasery.

Tak, habilitacja, profesura, dorobek piśmienniczy dotyczy już głównie laserów.

A w którym momencie zaczęło się Pana zaangażowanie w prace na rzecz Uniwersytetu?

To było trochę zaskoczenie. Najpierw byłem prodziekanem przy profesorze Zdzisławie Pająku. Ponieważ często zastępowałem dziekana Pająka w jego obowiązkach, dałem się poznać zwierzchnikom. Dodatkowo sympatyzowałem z opozycją w tamtych latach. Kiedy w roku 1981 prof. Janusz Ziółkowski został rektorem, dostałem propozycję objęcia funkcji prorektora. To był dla mnie zaszczyt. Prof. Ziółkowski to była wybitna osobistość, polubiłem go do tego stopnia, że traktowałem go niemal jak ojca. W 1984 roku zostałem kandydatem na rektora. Wybory przebiegły dosyć szybko i łatwo, ale kadencja była niesłychanie trudna. Trzeba było lawirować między Solidarnością a generałem Łukasikiem (pierwszym sekretarzem KW). To było niesłychanie trudne.

W poczcie rektorów UAM, na stronie www, przy Pana nazwisku jest taka informacja: „Za Jego kadencji opracowano program komputeryzacji indywidualnych stanowisk pracy w UAM.” Co dokładnie znaczy?

Wtedy, w latach 1984–85 komputeryzacja była, ale tylko teoretycznie. Mój plan był taki, żeby możliwie jak najszybciej skomputeryzować całą uczelnię. To wtedy było prorocze, bo nikt nie podejrzewał, że komputer tak szybko stanie się podstawowym narzędziem pracy, że to jest przyszłość. Zabiegałem w ministerstwie o pieniądze na ten cel i starałem się komputeryzować. Niewiele udało mi się osiągnąć, bo zostałem wcześniej wyrzucony. Ale pierwszy krok został zrobiony.

Drugie zdanie, które wyczytałam na Pana temat brzmi: „Kładł nacisk na traktowanie zadań dydaktycznych na



Rektor Franciszek Kaczmarek

równi z naukowymi. Dążył do tego, by studenci byli nie tylko bardzo i solidnie wykształceni, ale by zdobywali dostateczną samodzielność”. Powiedziałabym, że to też jest prorocze.

To jest „bakcył” – w pozytywnym tego słowa znaczeniu – przywieziony przeze mnie ze Stanów. Stany Zjednoczone to jest kraj twórczy, nie odtwórczy. Zawsze mówiłem: twórczość na pierwszym miejscu, dydaktyka na drugim, ale równorzędnie. Można by to zamienić. Trzeba bardzo dużą wagę przykładać do dydaktyki. Ja dziesiątki lat wykładałem bez żadnej kartki. Później moja pamięć zaczęła szwankować.

Studenci bardzo sobie cenią wykładowców, którzy traktują ich jak partnerów.

To było moje hobby. Z tego powodu ja miałem zawsze drzwi otwarte. Do mnie student nie musiał się umawiać na wizytę. Otwierał szerzej drzwi i wchodził. Dlatego, że ja ich traktowałem od razu jak partnerów. Nigdy jak mniej wiedzących, czy gorszych. To właśnie wyniosłem ze Stanów. Jak byłem w MIT, zamykanie drzwi było niemożliwe. Laboratoria i gabinety były otwarte.

Dla osób stąd, to musiał być szok, takie podejście.

To było inne. Ja to przejąłem. Właśnie w MIT twórczość jest traktowana na równi z dydaktyką.

W zasadzie to powinna być misja każdej wyższej uczelni.

Tak, ale nie każdy to rozumie. Jak bardzo różne bywa podejście wykładowców do studentów. Uważam, że nie wszyscy nadają się do tego. Powinna być pewna selekcja. Stąd nie jesteśmy w światowej w czołówce. Ta selekcja powinna być surowsza. Albo się czuje naukę i dydaktykę,

albo się jej nie czuje. Jest wielu ludzi, którzy nie powinni tu pracować. Tak mi się wydaje. To problem wielu uczelni.

Jak już mówiłem, byłem blisko związany z profesorem Orliczem. On wykładał funkcje analityczne, taki dział w matematyce. Nas było niewielu na sali w Collegium Maius, może 5–6. I on powiedział: „W tym roku ja nie będę wykładał. Wy będziecie wykładowcami”. Siadał w pierwszym rzędzie, a my referowaliśmy całe działy matematyki. Jako studenci. To było niesamowite przeżycie dlatego, że prof. Orlicz był tylko instruktorem, prowadził nas. Jako student byłem wykładowcą trudnego przedmiotu. Proszę sobie wyobrazić jak trzeba się było do tego przygotować. Ja wiedziałem, że prof. Orlicz, matematyk światowej sławy, siedzi i słucha mnie. To było niesamowite. Takie bardzo indywidualne studiowanie.

A co Pan sądzi o tym dzisiejszym pędzie do studiowania. Mamy mnóstwo uczelni państwowych i prywatnych, które opuszcza co roku armia ludzi z tytułem licencjata i magistra. Zasilają rynek pracy i tu zaczyna się problem z ich zatrudnieniem.

Moja opinia na ten temat jest znana. Rzecz w tym, że nie jestem przeciwnikiem kształcenia. Im więcej ludzi się kształci, tym lepiej. To, że oni nie znajdują w przyszłości pracy, to nie jest takie ważne. Ważne, żeby byli wykształceni. Fakt, że otarli się o naukę już coś znaczy. Celem powinno być wykształcenie. Część z nich znajdzie pracę, część nie.

Interesujące jest jak dużo naszych studentów, absolwentów wydziału Fizyki, znajduje pracę w najróżniejszych branżach.

To ciekawe. Fizyka nie uczy zawodu. Fizyka uczy rozumienia świata, rozumienia zjawisk fizycznych i nie daje gwarancji pracy. Ja moich studentów traktowałem zawsze poważnie. Jako zdolnych do zrobienia czegoś.

Dwa lata temu na naszym Uniwersytecie odbyła się uroczystość odnowienia Pana doktoratu, po pięćdziesięciu latach. Wśród wielu gości był przedstawiciel Wojskowej Akademii Technicznej.

Tak. Pracował tam pułkownik Zbigniew Puzewicz. To jest ten, który był głównym laserowcem w Polsce. Miał swój doskonały zespół. Ja byłem częstym gościem na WAT-cie, mam nawet dyplom „zasłużony dla WAT-u”. Bardzo często wspomagaliśmy się. Ja tam często jeździłem, a oni bywali u mnie. Ta symbioza była od samego początku. Pamiętam WAT z czasów, kiedy szefem i komendantem był rosyjski generał Michał Owczynniew. On zbudował pierwszy komputer, taki lampowy. To była wielka hala, w której pracowało ze 40 000 lamp elektronowych, takich szklanych. Jak tam się wchodziło, to miało się wrażenie, że wchodzi się do ciepłowni. To właśnie wtedy nawiązaliśmy kontakty. WAT wiele rzeczy dla mnie robił, np. zwierciadła. Zatrudniano tam bardzo dobrych

ludzi. Oni byli absolutnie samodzielni i względy polityczne nie miały żadnego znaczenia. Miałem wielu kolegów z WAT-u i to byli znakomici uczeni, po prostu robili swoje.



Profesor Sylwester Kaliski (WAT) z wizytą w Zakładzie Elektroniki Kwantowej, 1976 rok

A inne laserowe ośrodki w Polsce?

Były trzy ośrodki laserowe w Polsce. Profesor Zbigniew Puzewicz (WAT), profesor Wiesław Woliński (Politechnika Warszawska), no i my na UAM w Poznaniu.

Rywalizowaliście ze sobą?

Rywalizowaliśmy, oczywiście! To był wyścig, który śnił się po nocach. Chodziło o to, kto pierwszy zrobi. Ale ta rywalizacja była taka bardzo koleżeńska i sympatyczna. Ale była niesamowita. Chcieliśmy ich prześcignąć. W niektórych laserach nam się udało, w innych nie. To była współpraca bardzo miła, ale rywalizacja istniała. Każdy chciał być pierwszy, to rozumiałe.

Zakład, którym Pan kierował, Elektroniki Kwantowej, był miejscem szczególnym, elitarnym. Każdy, kto tam pracował, bez względu na zajmowane stanowisko, czuł, że tu dzieje się coś niezwykłego. No i słynne były spotkania przy kawie o 10.00.

Tak. Przychodzili wszyscy. Po przeprowadzce na Kampus na Morasku to się zmieniło.

Mimo, że Zakład był z założenia w 100% eksperymentalny, to zatrudniałem też teoretyków, i to znakomitych. Obecny szef Zakładu, prof. Ryszard Parzyński jest jednym z najlepszych teoretyków na Wydziale Fizyki. Urzędujący dziekan, dr hab. Antoni Wójcik, to też teoretyk z mojego Zakładu. Miałem też zawsze znakomitych pracowników technicznych, którzy potrafili polerować rubiny już wiele lat temu. Chyba nie było drugiego takiego Zakładu, w którym jedna połowa to byli teoretycy, a druga doświadczalnicy. Myśmy pracowali razem.

I każdy czuł się doceniony i potrzebny.

Może to polega na tym, że ja jestem „człowiekiem wielopasmowym” (śmiech). Jak już mówiłem, to się za-

częło, kiedy miałem wybrać między fizyką, matematyką i astronomią. Wolałem robić wszystko. Miało to odzwierciedlenie u mnie w Zakładzie. Teoretycy u mnie dobrze się czuli.



Zespół Zakładu Elektroniki Kwantowej (od lewej na górze): Andrzej Dobek, Włodzimierz Mischke, Zdzisław Stryla, Ryszard Parzyński, Elżbieta Pawłowska, Adam Patkowski, (od lewej na dole): Marian Szymański, Franciszek Kaczmarek, Zdzisław Błaszczak. (lata 70-te)

A czy było, jest jakieś życie poza nauką, poza laserami?

Nie było czasu. Ale była muzyka. Jestem wielkim miłośnikiem opery. Kiedy miałem lepszy głos, potrafiłem niektóre opery zaśpiewać. Byłem jednym z najwierniejszych bywalców opery.

22 stycznia 2013 roku



Profesor Franciszek Kaczmarek jest twórcą poznańskiej fizyki laserów i współtwórcą polskiej fizyki laserów. Początkowo kierowany przez niego zespół konstruował pierwsze w Polsce lasery, które potem stawały się narzędziami ba-

W filmie „Wybitne postacie Uniwersytetu” mówi Pan pięknie o momencie poznania swojej żony.

Tak, to było 5 grudnia 1953. Była taka łagodna zima i wybraliśmy się na spacer dookoła Rusałki (jezioro w Poznaniu). Poznaliśmy się przez moją kolegę matematyka. Rodzice mojej żony przysłali swoje córki na studia. Młodsza z nich, Zofia została moją żoną. Mamy dwie córki i czworo wnucząt. Starsza córka jest informatykiem i mieszka w Stanach, młodsza jest profesorem fizyki w Southampton (Anglia).

A jak wygląda Pana życie na emeryturze?

Do pewnego momentu nie czułem zmiany. Przyjeżdżałem codziennie na uczelnię, do swojego gabinetu, włączałem moje światłowody i, w pewnym sensie „bawiłem się”. Już tego nie robię. Teraz to jest trudny wiek. Najczęściej żyję wspomnieniami. To nie jest dobre.

Nawet jeśli są to wspomnienia mile i pozytywne?

Moje zdanie jako fizyka jest może światoburcze. Zostać historię w spokoju. Patrzyć w przyszłość. Spojrzenie w przyszłość to jest to, co napędza ludzi. Jak człowiek za bardzo zajmie się historią, to jest zgubiony. Jestem radykalny, może ma to związek z moim wiekiem. Specyfiką fizyki jest to, żeby prawie w ogóle nie myśleć o przeszłości. Dla mnie to jest bagaż. Mało tego: ciężar. Przeszłość przeszkadza. Fizyk powinien interesować się tym, co ma być w przyszłości. Fizyka jest wyłącznie nauką przyszłości.

dan podstawowych. W 1962 roku zostaje uruchomiony laser rubinowy, a rok później pierwszy polski czerwony laser helowo-neonowy. Później powstały, między innymi, lasery neodymowe dużej mocy, lasery argonowe, lasery na dwutlenku węgla, lasery helowo-kadmowe i helowo-selenowe, lasery azotowe, lasery barwnikowe, pierwszy w Polsce laser na centrach barwnych w kryształach fluorku litu, pierwszy stabilnie pracujący laser stechiometryczny na pięciofosforanie prazeodymu oraz pierwszy w Polsce laser światłowodowy pracujący w pasmie zielonym. Profesor badał także zjawiska nieliniowe wywołane promieniowaniem lasera, powstawanie plazmy na styku ciała stałego z powietrzem lub cieczami oraz samoogniskowania światła laserowego i przebicia elektrycznego w kryształach. Ponadto powieliał i mieszał częstotliwości światła laserowego, wytwarzał pikosekundowe impulsy światła i badał ich charakterystyki. W latach dziewięćdziesiątych przetwarzał wiązki podczerwone w światło widzialne w światłowodach fluorowo-cyrkonowych domieszkowanych jonami erbu. Profesor jest autorem ponad 80 oryginalnych artykułów z fizyki ferroelektryków i fizyki laserów oraz 2 książek. Wypromował 18 doktorów, spośród których 5 osób uzyskało tytuły profesora.

Nagrody PTF za rok 2012

Medal Mariana Smoluchowskiego otrzymał prof. Douglas Cline (fot. 1) (Uniwersytet Rochester) za rolę w rozwoju fizyki struktury jądra atomowego i za zasługi dla rozwoju warszawskiego ośrodka spektroskopii jądrowej.

Nagrodę naukową im. Wojciecha Rubinowicza otrzymał prof. dr hab. Piotr Kossacki (fot. 2) z Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego za osiągnięcia w dziedzinie półprzewodników półmagnetycznych.

Nagrodę za pracę doktorską otrzymali *ex equo*: dr Wojciech Brzezicki (fot. 3) za rozprawę *Ground states and excitations in spin models with orbital degrees of freedom* oraz dr Janusz Jacak (fot. 4) za rozprawę *Zastosowanie grup warkoczowych w fizyce układów hallowskich 2D (wyjaśnienie struktury złożonych fermionów)*. Wyróżnienie otrzymał dr Maciej Bazarnik za rozprawę *Influence of monocrystalline surfaces on switching possibilities of 4-anilino-4 nitroazobenzene*.

Nagrodę im. Arkadiusza Piekary za pracę magisterską otrzymał mgr Piotr Wcisło za opracowanie *Optyczne metody mapowania pola magnetycznego* wykonane pod kierunkiem prof. dr hab. Wojciecha Gawlika w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego. Wyróżnienia otrzymali: mgr Radosław Chrapkiewicz za opracowanie *Kwantowe stany światła generowane w procesie rozpraszania Ramana w parach rubidu* wykonane pod kierunkiem dr hab. Romana Ciuryło w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu; mgr Artur Piotr Durajski za opracowanie *Analiza własności stanu nadprzewodzącego w wybranych wysokociśnieniowych układach fizycznych: formalizm równań Eliashberga* wykonane pod kierunkiem dr Radosława Szcześniaka w Zakładzie Spektroskopii Instytutu Fizyki Politechniki Częstochowskiej; mgr Paweł Kryczyński za opracowanie *The Effect of Using Isotopically Depleted Argon on Dark Matter Detection Prospects* wykonane pod kierunkiem prof. Agnieszki Zalewskiej i dr Andrzeja Szelca z Instytutu Fizyki UJ; mgr Marek Miller za opracowanie *Własności asymptotyczne kwantowych półgrup dynamicznych typu dyfuzji 6* wykonane pod kierunkiem prof. Roberta Olkiewicza z Instytutu Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Wrocławskiego.

Nagrodę I stopnia im. Grzegorza Białkowskiego i Medal Grzegorza Białkowskiego dla wyróżniających się nauczycieli otrzymała mgr Zenona Stojęcka, nauczycielka w Zespole Szkół nr 1 im. Gustawa Morcinka w Tychach, za rozwijanie twórczych form pracy z młodzieżą oraz popularyzację wiedzy przyrodniczej w kraju i za granicą.

Nagrodę II stopnia dla wyróżniających się nauczycieli otrzymał mgr Mirosław Łoś, nauczyciel w Zespole Szkół Publicznych w Cząstkwie Mazowieckim, za organizowanie innowacyjnych i efektywnych form pracy z młodzieżą.

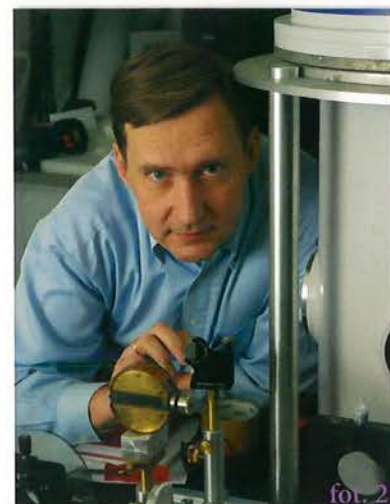
Nagrodę III stopnia dla wyróżniających się nauczycieli otrzymali *ex aequo*: mgr Barbara Dłużewska, nauczycielka XXVII Liceum Ogólnokształcącego im. Tadeusza Czackiego w Warszawie, za rozbudzenie zainteresowań fizyką i astronomią wśród młodzieży; mgr Adam Bartczak, nauczyciel w Zespole Szkół Ogólnokształcących w Turku, za stworzenie i prowadzenie strony internetowej służącej nauczaniu fizyki.

Wyróżnienie dla nauczycieli otrzymali: mgr Witold Zawadzki z Instytutu Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego w Krakowie za krzewienie zainteresowania fizyką w szkołach podstawowych i gimnazjach; mgr Sławomir Żuber, nauczyciel w Liceum Ogólnokształcącym im. Adama Mickiewicza w Białymstoku za wzorowe nauczanie fizyki.

Nagrody za popularyzację fizyki nie przyznano.



fot. 1



fot. 2



fot. 3



fot. 4

