

# Tomasz Dohnalik

---

## Przejścia wzbronione - 66 lat po ich odkryciu przez Henryka Niewodniczańskiego

---

Prace Komisji Historii Nauki Polskiej Akademii Umiejętności 3, 165-171

---

2001

Artykuł został zdigitalizowany i opracowany do udostępnienia w internecie przez Muzeum Historii Polski w ramach prac podejmowanych na rzecz zapewnienia otwartego, powszechnego i trwałego dostępu do polskiego dorobku naukowego i kulturalnego. Artykuł jest umieszczony w kolekcji cyfrowej [bazhum.muzhp.pl](http://bazhum.muzhp.pl), gromadzącej zawartość polskich czasopism humanistycznych i społecznych.

Tekst jest udostępniony do wykorzystania w ramach dozwolonego użytku.

Tomasz DOHNALIK

## PRZEJŚCIA WZBRONIONE – 66 LAT PO ICH ODKRYCIU PRZEZ HENRYKA NIEWODNICZAŃSKIEGO\*

### I. Wstęp

Odkrycie i doświadczalne udowodnienie występowania w atomach przejść magnetycznych dipolowych było największym i najważniejszym w dorobku prof. Henryka Niewodniczańskiego. Odkrycie to jest także jednym z największych odkryć dokonanych przez fizyków polskich.

Krótki opis eksperymentu Niewodniczańskiego został przedstawiony we Francuskiej Akademii Nauk przez prof. M.Ch. Fabry w czerwcu 1934 r. [1]. Pełny opis doświadczenia i wyników zawarty został w publikacji Henryka Niewodniczańskiego zatytułowanej *The transverse Zeeman effect of the „forbidden” Pb I line  $\lambda$  4618; an experimental proof of the existence of magnetic dipole radiation* w „Acta Physica Polonica” [2]. Ostatnie zdanie polskiego streszczenia pracy podsumowuje główny wynik: „W doświadczeniach tych stwierdzono zarazem po raz pierwszy istnienie promieniowania dipolowego magnetycznego”. Odkrycie to potwierdziło wynikającą z mechaniki kwantowej własność określonej parzystości funkcji falowych poszczególnych poziomów atomowych, jak również fizyczny sens rozwinięcia hamiltonianu oddziaływania atomu z polem elektromagnetycznym na oddziaływania elektryczne dipolowe (E1), magnetyczne dipolowe (M1) i elektryczne kwadrupolowe (E2), posiadające określoną symetrię.

Badania przejść wzbronionych, bardzo ważne dla podstaw fizyki plazmy,

---

\* Referat wygłoszony w ramach sesji Komisji Historii Nauki PAU w stulecie urodzin Henryka Niewodniczańskiego na Krakowskim Konwersatorium Fizycznym w dniu 16 listopada 2000 r.

fizyki laserów i astrofizyki, znalazły w ostatnich 20 latach kilka spektakularnych zastosowań, w których pozwoliły one na ogromną czułość metod pomiarowych lub na ich niewyobrażalnie dużą dokładność. Stały się podstawą badań nad niezachowaniem parzystości w przejściach atomowych, dokładnym wyznaczeniem fundamentalnej stałej Rydberga i niezwykle precyzyjnym wyznaczeniem częstości w przejściach obserwowanych przez przeskoki kwantowe.

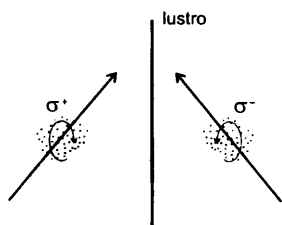
## II. Niezachowanie parzystości w atomach

W oddziaływaniach elektromagnetycznych parzystość jest zachowana, znaczy to, że proces fizyczny jest niezmienniczy przy zwierciadlanym odbiciu. Stany atomowe mają określoną parzystość (są parzyste lub nieparzyste), zaś przejścia elektryczne dipolowe zachodzą między stanami o przeciwnej parzystości, a magnetyczne dipolowe między stanami o tej samej parzystości.

W zunifikowanej teorii oddziaływań elektroślabych, łączącej oddziaływania elektromagnetyczne z oddziaływaniami słabymi, które nie muszą zachowywać parzystości, niezachowanie parzystości może zostać przeniesione do przejść atomowych. Ponieważ przejścia te nie zmieniają ładunku, pośredniczyć w nich może tylko cząstka neutralna. Jest nią bozon  $Z^0$  o gigantycznej masie (91 GeV). Obserwacja jego wpływu na przejścia atomowe, charakteryzujące się energiami rzędu kilku eV, wydaje się niemożliwa. Jeśli parzystość jest niezachowana, to w przejściu E1, np. ze stanu  $|P\rangle$  – parzystego na stan  $|Q\rangle$  – nieparzysty, w wyniku domieszkania np. do stanu  $|Q\rangle$  parzystego stanu  $|K\rangle$  (stan atomowy  $|Q\rangle + \beta |K\rangle$  będzie miał mieszaną parzystość), pojawi się domieszka przejścia M1.

Zgodnie z oczekiwaniami parametr  $\beta$  jest bardzo mały ( $10^{-16}$ ), ale skaluje się jak  $Z^3$  ( $Z$  – liczba atomowa), więc  $\beta \sim 10^{-16}Z^3$  i dla ciężkich pierwiastków (Cs, Tl, Bi, Pb), dla  $Z \sim 100$ ,  $\beta \sim 10^{-10}$ . To jest wciąż za mało, żeby zaobserwować efekt niezachowania parzystości.

Jeśli jednak czyste stany atomowe  $|P\rangle$  i  $|Q\rangle$  będą np. oba parzyste, to między nimi będzie występowało słabe przejście M1. Niezachowanie parzystości powoduje, że stanem atomowym będzie stan  $|Q\rangle + \beta |K\rangle$  o mieszanej parzystości (teraz stan  $|K\rangle$  jest nieparzysty). Pojawi się więc oprócz przejścia M1 dodatek moc-



Rys. 1. Polaryzacja światła  $\sigma^+$  zmienia się po odbiciu w lustrze w  $\sigma^-$ . Aby parzystość była zachowana, oddziaływanie obu polaryzacji z ośrodkiem musi być identyczne.

nego przejścia E1. Będzie on proporcjonalny do  $\beta \frac{E1}{M1} \sim \beta \cdot 10^3 \sim 10^{-7}$ , co jest wielkością obserwowalną.

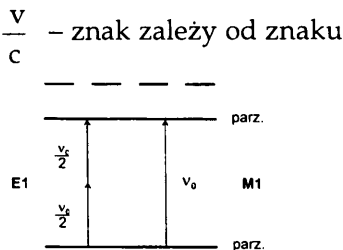
Efektów niezachowania parzystości szukamy więc dla zabronionych przejść M1 w ciężkich atomach. Aby zrozumieć taki efekt, wyobraźmy sobie wiązkę światła spolaryzowaną kołowo  $\sigma^+$  przechodzącą przez ośrodek atomowy (rys. 1). Obraz w lustrze zamieni polaryzację  $\sigma^+$  na  $\sigma^-$  nie zmieniając pozostałych własności układu. By więc proces fizyczny zachowywał parzystość, trzeba, aby oddziaływanie atomów z wiązką  $\sigma^+$  było identyczne jak z  $\sigma^-$ . Wystąpienie tutaj różnicy świadczy o niezachowaniu parzystości. Różnica ta, będąca wynikiem oddziaływania światła z atomami, może się uzewnętrznić w różnej absorpcji i różnych współczynnikach załamania dla polaryzacji  $\sigma^+$  i  $\sigma^-$ . Pierwszego efektu, tzw. dichroizmu, szukamy badając absorpcję światła  $\sigma^+$  i  $\sigma^-$  przez atomy (lub następującą po niej fluorescencję), drugi objawi się w skręceniu płaszczyzny polaryzacji światła liniowo spolaryzowanego (równoważnemu sumie dwóch przeciwnie skrętnych polaryzacji kołowych). Szereg tego typu eksperymentów potwierdziło przewidywania teoretyczne niezachowania parzystości atomowych z dokładnością  $\sim 2\%$ . Ich piękny przegląd zawiera publikacja [3].

### III. Wyznaczenie stałej Rydberga – spektroskopia atomu wodoru

Dokładna znajomość struktur poziomów atomu wodoru jest jednym z podstawowych problemów fizyki atomowej. Sprawdza ona nie tylko mechanikę kwantową (prostota systemu pozwala wszystko dokładnie wyliczyć), ale i elektrodynamikę kwantową (przesunięcie Lamba) oraz wielkość oddziaływań elektromagnetycznych (stała Rydberga określająca skalę energii).

Użycie światła laserowego pozwala, dzięki symetrii liniowego efektu Dopplera (przesunięcie częstości  $\Delta\omega = \pm\omega_0 \cdot \frac{v}{c}$  – znak zależy od znaku prędkości atomu  $v$  względem kierunku propagacji światła) i efektów nieliniowych w oddziaływaniu, wyeliminować poszerzenie dopplerowskie. Graniczną dokładność pomiarów wyznaczy wtedy szerokość naturalna poziomu  $\Gamma$  proporcjonalna do odwrotności czasu życia. Dla czasów  $\sim 10^{-8}$  s szerokość naturalna wynosi  $\sim 100$  MHz.

Jedną z metod spektroskopii bezdop-



Rys. 2. Między stanami o tej samej parzystości możliwe jest przejście dwufotonowe poprzez oddziaływanie elektryczne dipolowe E1 lub przejście zabronione M1 (jednofotonowe).



Rys. 3. Suma przesunięć częstości spowodowanych liniowym efektem Dopplera, w przedstawionej na rysunku geometrii dla przeciwbieżnych wiązek światła, zeruje się.

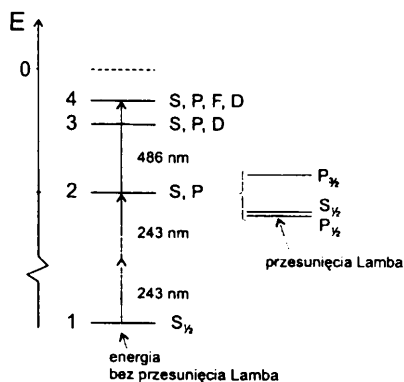
plerowskiej korzysta z możliwości wystąpienia przejść 2-fotonowych w oddziaływaniu E1. Oddziaływanie takie sprzęga dwa stany o tej samej parzystości, czyli przejście jednofotonowo zabronione (np. M1) na rysunku 2.

Jeśli dwa fotony pochodzą z przeciwbieżnych wiązek, to, jak łatwo zobaczyć (rys. 3), bilans energii wygląda następująco:

$$h \left[ \frac{v_0}{2} \left( 1 + \frac{v}{c} \right) + \frac{v_0}{2} \left( 1 - \frac{v}{c} \right) \right] \equiv h\nu_0$$

i warunek rezonansu nie zależy od prędkości atomu. Znika więc poszerzenie dopplerowskie, a ponieważ czas życia poziomu w przejściu wzbudowanym jest bardzo długi,  $\Gamma$  jest bardzo małe i nie stanowi ograniczenia na dokładność.

Rysunek 4 przedstawia bardzo schematycznie pierwsze poziomy atomu wodoru. Poziom podstawowy  $1S_{1/2}$  jest wyżej, niż wynikałoby to z relatywistycznej mechaniki kwantowej o przesunięcie Lamba. Przesunięcie to powoduje też rozszczepienie pierwszego poziomu wzbudowanego  $2S_{1/2}$  i  $2P_{1/2}$ . Podobnie rozszczepienia poziomów o tym samym  $l$  występują też dla większych  $n$ , ale szybko maleją. Nie uwzględniając oddziaływania subtelnego i przesunięć



Rys. 4. Schemat pierwszych poziomów atomu wodoru. Rozszczepienie poziomów  $2S_{1/2}$  i  $2P_{1/2}$  jest przesunięciem Lamba. Dla stanu podstawowego przesunięciem Lamba jest jego przesunięcie względem energii wyliczonej z równania Diraca.

Lamba  $E_n = -Rhc \frac{1}{n^2}$  ( $R$  – stała Rydberga dla atomu wodoru),  $R_\infty = R \cdot \left( 1 + \frac{m_e}{M_p} \right)$  jest uniwersalną stałą dla nieskończonej masy jądra). Łatwo sprawdzić, że energie przejść między poziomami  $n = 2$  i  $n = 1$  oraz  $n = 4$  i  $n = 2$  mają się do siebie jak  $4 : 1$ . Można więc tym samym laserem zobaczyć w tzw. nasyconej absorpcji bezdopplerowskiej dozwolone przejście  $4 \rightarrow 2$ , i po podwojeniu częstości lasera dwufotonowe przejście  $2 \rightarrow 1$  (porównajmy długości fali na rysunku 4).

Pozwala to wyznaczyć przesunięcia Lamba stanu podstawowego  $n = 1$  i stałą R. Jeszcze dokładniej pomiar taki udało się zrobić dla przejść  $3 \rightarrow 1$  i  $6 \rightarrow 2$ . Stosunek energii jak poprzednio wynosi 4. Światłem z lasera o długości fali 820 nm można zmierzyć dwufotonowo, więc z ogromną dokładnością częstość przejścia  $6 (S \text{ lub } D) \rightarrow 2S$ , zaś po dwukrotnym podwojeniu częstości światła tego samego lasera można jednocześnie też dwufotonowo otrzymać częstość przejścia  $3S \rightarrow 1S$ . Dokładność określenia stałej Rydberga wynosi teraz  $10^{-10}$  i jest ograniczona stabilnością częstości lasera. Wynik ten można jeszcze poprawić stabilizując i kalibrując częstość światła laserowego. Przekracza to jednak możliwości jednego zespołu ludzi. Piękne rozwiązanie znaleziono w Laboratorium Kastlera – Brossela ENS w Paryżu razem z Laboratorium Czasu Obserwatorium Astronomicznego, też w Paryżu. Oba laboratoria zostały połączone dwoma 3-kilometrowymi światłowodami. Pozwoliło to na stabilizację i kalibrację laserów używanych do pomiarów w wodorze z dokładnością uzyskiwaną w specjalistycznym laboratorium wzorców czasu.

W wyniku tych wyżej opisanych, jak i wielu innych eksperymentów, stała  $R_\infty$  jest w tej chwili najdokładniej znaną stałą fizyczną i wynosi  $R_\infty = 109739.31568550 (84) \text{ cm}^{-1}$ , co daje dokładność  $7,7 \cdot 10^{-12}$ .

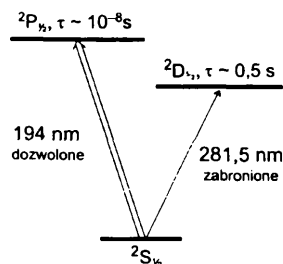
Dalsze poprawianie dokładności pomiarów będzie miało sens dopiero po dokładniejszym wyznaczeniu promienia protonu, by móc wyniki porównywać z teorią. Takie pomiary prowadzone dla mionium są już rozpoczęte. Szczegółowy przegląd opisanych powyżej pomiarów przedstawiony jest w [4], gdzie zawarta jest również kompletna literatura problemu.

#### IV. Przeskoki kwantowe

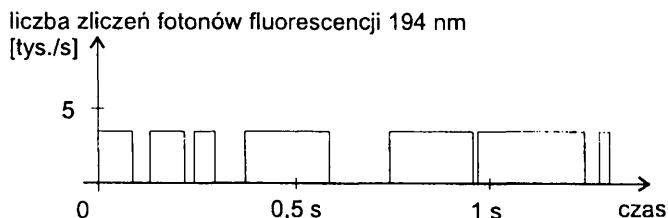
Ostatnim pięknym przykładem zastosowań przejść wzbronionych są tzw. przeskoki kwantowe i możliwość ich zastosowania do otrzymania niezwykle dokładnych wzorców częstości, a więc i czasu, pracujących w zakresie optycznym.

Przeskoki kwantowe w aspekcie możliwości detekcji przejścia oktopolowego elektrycznego przedstawia prof. W. Gawlik w artykule [5].

Budowa pułapek jonowych [6] i chłodzenie laserowe pozwalają na wykonywanie doświadczeń z użyciem pojedynczych i do tego praktycznie nie poruszających się atomów (zaniedbywalny efekt Dopplera).



Rys. 5. Uproszczony schemat poziomów jonu rtęci, wyjaśniający zasadę obserwacji przeskoku kwantowych. Wzbudzenie jonu do stanu  $2D_{5/2}$  blokuje bardzo prawdopodobny proces wzbudzenia do poziomu  $2P_{1/2}$  i dzięki temu może być bardzo dobrze zaobserwowane.

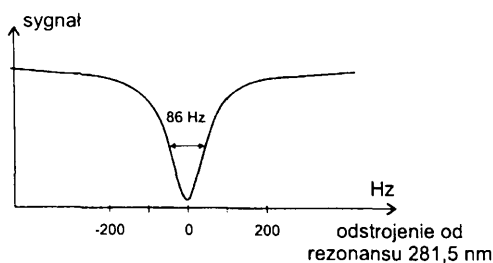


Rys. 6. Przykładowy przebieg zależności liczby zliczeń fotonów z dozwolonego przejścia (194 nm) w funkcji czasu.

Założmy przykładowo następujący uproszczony schemat poziomów, praktycznie realizujący się dla jonu rtęci (rys. 5), który został wykorzystany w jednym z pionierskich eksperymentów przeskoków kwantowych [7]. Jeden jon umieszczony w pułapce oświetlamy światłem z dwóch laserów. Pierwszy laser dostrojony jest do dozwolonego przejścia  ${}^2S_{1/2} \rightarrow {}^2P_{1/2}$ . Po czasie średnio  $10^{-8}$  s atom powraca ze stanu wzbudzonego do podstawowego wskutek emisji spontanicznej i prawie natychmiast jest wzbudzony z powrotem. W ten sposób w wyniku kolejnych aktów emisji spontanicznej i wzbudzeń (przeskoków kwantowych) jon wypromieniowuje w pełny kąt bryłowy  $\sim 10^8$  fotonów/s o długości fali 194 nm. Pozwala to na łatwą detekcję przejścia dozwolonego polegającą na zliczaniu fotonów pochodzących od jednego (!) jonu.

Jednocześnie jednak z jonem oddziałuje światło drugiego lasera dostrojonego do zabronionego przejścia 281,5 nm. Prawdopodobieństwo tego przejścia jest bardzo małe, ale nie zerowe i dlatego raz na jakiś czas przejście to (przeskok kwantowy) też może nastąpić. W omawianym eksperymencie czas ten wynosi ułamek sekundy. Podobnie długo wzbudzony do stanu  ${}^2D_{5/2}$  jon będzie w nim przebywał. Przez ten czas „wyłączony” jest proces wzbudzenia do stanu  ${}^2P_{1/2}$  i emisji z tego stanu. Do fotopowielacza nie docierają żadne fotony 194 nm. Wykres obserwowanych zliczeń wygląda więc jak na rysunku 6. Odcinki czasu o zerowej liczbie zliczeń charakteryzują prawdopodobieństwo przejścia wzbronionego. Jeśli będziemy przestrajac laser 281,5 nm wokół tej długości fali, to sygnał charakteryzujący przejście wzbronione będzie posiadał szerokość spektralną wyznaczoną przez szerokość poziomu  ${}^2D_{3/2}$  (bardzo małą  $\sim 2$  Hz) lub przez szerokość spektralną światła laserowego (rys. 7). W opisywanym eksperymencie szerokość ta wynosiła 86 Hz i jest ograniczona jakością spektralną wiązki światła z lasera. Biorąc pod uwagę częstość przejścia wzbronionego, daje to rozdzielczość  $10^{-15}$ .

Rozwój technik laserowych pozwala myśleć o poprawie dokładności podobnych eksperymentów, a w dalszej konsekwencji o ich użyciu do



Rys. 7. Sygnał rezonansu wzbudzenia przejścia zabronionego 281,5 nm otrzymany w pracy [7].

stabilizacji, zabronionym przejściem jonowym lub atomowym, wzorców częstości w zakresie optycznym. Dokładność  $10^{-16}$  jest tu już zupełnie realnym celem.

Gdybyśmy tak dokładnie chodzący zegar włączyli w momencie Wielkiego Wybuchu ( $1,5 \cdot 10^{10}$  lat temu), to czas do chwili obecnej znalazłbyśmy z dokładnością lepszą niż jedna minuta!

## V. Zakończenie

Kilka powyżej przedstawionych przykładów pokazuje, jak bardzo małe prawdopodobieństwo przejścia dla „przejęć wzbronionych” pozwala otrzymać niezwykle subtelne i dokładne informacje fizyczne, a także znaleźć ważne zastosowania. Jest to możliwe dzięki parametrom wiązek światła wytwarzanych w laserach, które pozwoliły „przełamać” trudności związane właśnie z małym prawdopodobieństwem przejścia.

A profesor Niewodniczański przejścia wzbronione odkrył na wiele lat przed odkryciem laserów. Tym bardziej wielkie to było odkrycie.

## Literatura

- [1] H. Niewodniczański, C.R.Acad.Sci.Paris, 198 (1934), 2159.
- [2] H. Niewodniczański, Acta Phys.Polon., 3 (1934), 285.
- [3] D. N. Stacey, Physica Scripta, T40 (1992), 15.
- [4] B. de Beauvoir, C. Schwob, O. Acef, L. Józefowski, L. Hilico, F. Nez, L. Julien, A. Clairon, F. Biraben, Eur.Phys.J., D12 (2000), 61-93.
- [5] W. Gawlik, artykuł w tomie IV Prac Komisji Historii Nauki PAU.
- [6] W. Paul, M. Raether, Z.Physik, 140 (1955), 262.
- [7] J. C. Bergquist, F. Diedrich, W. M. Itano, D. J. Wineland, *Laser Spectroscopy IX* (edited by M. S. Feld, J. E. Thomas, A. Mooradian, Academic Press, Boston 1989), s. 274.