

Załącznik 2 a

Autoreferat

1. Imię i nazwisko:

Piotr Jan Wcisło

2. Posiadane stopnie / wykształcenie:

- 2011 – 2015, studia doktoranckie w zakresie fizyki atomowej i molekularnej w Uniwersytecie Mikołaja Kopernika w Toruniu.
W 2015 uzyskałem stopień doktora fizyki, tytuł rozprawy: *Molecular collisions and shapes of optical resonances*
Promotor – Prof. Roman Ciuryło.
- 2005 – 2011, Jednolite studia magisterskie w zakresie fizyki, Międzywydziałowe Indywidualne Studia Matematyczno-Przyrodnicze (specjalizacja: fizyka optyczna i atomowa) w Uniwersytecie Jagiellońskim w Krakowie.
W 2011 uzyskałem stopień magistra fizyki, tytuł pracy magisterskiej: *Optyczne metody mapowania pola magnetycznego*
Promotor – Dr hab. Szymon Pustelny.
- 2003 – 2005, Stypendium dla wybitnie uzdolnionej młodzieży przyznawane przez **Krajowy Fundusz na rzecz Dzieci** (w ramach stypendiów brałem udział w szkołach i warsztatach z zakresu fizyki ciała stałego i optyki kwantowej organizowanych przez ośrodki PAN)

3. Dotychczasowe zatrudnienie w jednostkach naukowych:

- Od 2017, Adiunkt w **Uniwersytecie Mikołaja Kopernika w Toruniu**, Instytut Fizyki, Zakład Fizyki Atomowej, Molekularnej i Optycznej.
- 2018 – 2019, Staż podoktorski w **JILA (Joint Institute for Laboratory Astrophysics, University of Colorado & NIST)**, Boulder, USA, grupa prof. Jun Ye.
- 2015 – 2017, Asystent w **Uniwersytecie Mikołaja Kopernika w Toruniu**, Instytut Fizyki, Zakład Fizyki Atomowej, Molekularnej i Optycznej.
- 2016, *Visiting Researcher* (1 miesiąc) w **Vrije Universiteit Amsterdam, Netherlands** (stypendium wyjazdowe w ramach programu START Fundacji na rzecz Nauki Polskiej). Współpraca z Prof. Wim Ubachs oraz Dr. Edcel Salumbides.
- *Visiting Student Researcher* w **Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, Cambridge, USA** (6-miesięczny pobyt w ramach "*Fulbright Junior Advanced Research Award 2014-15*"). Opiekun: Dr. Lawrence S. Rothman.

P. J. Wcisło

4. Wskazane osiągnięcie naukowe:

Tytuł osiągnięcia:

Cykl publikacji:

„Praktyczne i podstawowe zastosowania dokładnej spektroskopii optycznej atomów i molekuł”

Lista publikacja składających się na osiągnięcie:

(szczegółowy opis mojego wkładu umieszczono w Załączniku 3; szczegółowy opis wkładu pozostałych współautorów umieszczono w Załączniku 4)

H1. **P. Wcisło**, I. E. Gordon, H. Tran, Y. Tan, S.-M. Hu, A. Campargue, S. Kassi, D. Romanini, C. Hill, R. V. Kochanov, L. S. Rothman,
The implementation of non-Voigt line profiles in the HITRAN database: H₂ case study,
J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 177, 75 (2016),
mój procentowy wkład: 50%

H2. **P. Wcisło**, I. E. Gordon, C.-F. Cheng, S.-M. Hu, R. Ciuryło,
Collision-induced line-shape effects limiting the accuracy in Doppler-limited spectroscopy of H₂,
Phys. Rev. A 93, 022501 (2016),
mój procentowy wkład: 70%

H3. **P. Wcisło**, F. Thibault, M. Zaborowski, S. Wójtewicz, A. Cygan, G. Kowzan, P. Masłowski, J. Komasa, M. Puchalski, K. Pachucki, R. Ciuryło, D. Lisak,
Accurate deuterium spectroscopy for fundamental studies,
J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 213, 41 (2018)
mój procentowy wkład: 50%

H4. **P. Wcisło**, P. Morzyński, M. Bober, A. Cygan, D. Lisak, R. Ciuryło and M. Zawada,
Experimental constraint on dark matter detection with optical atomic clocks,
Nature Astronomy 1, 0009 (2016),
mój procentowy wkład: 50%

H5. **P. Wcisło**, P. Ablewski, K. Beloy, S. Bilicki, M. Bober, R. Brown, R. Fasano, R. Ciuryło, H. Hachisu, T. Ido, J. Lodewyck, A. Ludlow, W. McGrew, P. Morzyński, D. Nicolodi, M. Schioppo, M. Sekido, R. Le Targat, P. Wolf, X. Zhang, B. Zjawin, M. Zawada,
First observation with global network of optical atomic clocks aimed for a dark matter detection,
Science Advances 4, eaau4869 (2018),
mój procentowy wkład: 40%

4.1 Wprowadzenie i motywacja

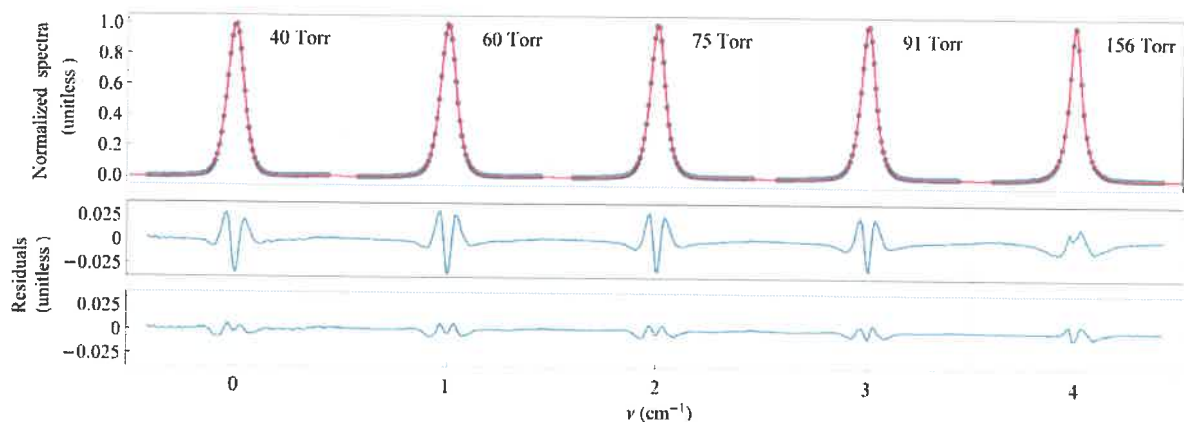
W ostatnich dekadach obserwowany jest ogromny postęp w technologiach optycznych i laserowych. Już 5 lat po słynnym eksperymencie Gordona, Zeigera i Townesa nad wykorzystaniem

emisji wymuszonej do wzmacniania promieniowania mikrofalowego [Gordon1954, Gordon1955] powtórzono go w domenie optycznej co otworzyło erę laserów. W kolejnych dekadach następował lawinowy rozwój technologii optycznych (np. elektro i akustooptyczne układy, nieliniowa optyka, optyka polaryzacyjna, diody laserowe czy technologia światłowodowa), co zupełnie odmieniło sposób badania molekuł i atomów. Kluczowym osiągnięciem, stanowiącym przełom w tej dziedzinie (i uhonorowanym Nagrodą Nobla), było wynalezienie grzebienia częstości optycznych [Udem1999, Diddams2000], który pozwolił połączyć klasyczne pomiary częstości w zakresie mikrofalowym z domeną optyczną otwierając tym samym drogę do konstruowania optycznych zegarów atomowych [Ludlow2015] – najbardziej dokładnych przyrządów pomiarowych dostępnych ludzkości. Równolegle, technologia optycznych grzebieni częstości połączona z innymi osiągnięciami naukowymi i technologicznymi takimi jak metoda stabilizacji częstości Pounda-Drevera-Halla [Drever1983] czy technologia wytwarzania pokryw dielektrycznych (umożliwiająca budowę wnęk optycznych o finiezi rzędu miliona) umożliwiła konstruowanie ultradokładnych spektrometrów optycznych [Lin2015, Cygan2016] dostarczających widma molekularne o niezwykle wysokim stosunku sygnału do szumu (przekraczającego 10^6 [Lin2015]) i cechujące się zaniedbywalną funkcją aparaturową [Cygan2016], co jest kluczowe w badaniach struktury molekuł [Polyansky2015, Wcisło2018], w badaniach zderzeń molekuł i atomów [Jóźwiak2018] czy w dostarczaniu widm referencyjnych dla badań atmosferycznych [Ghysels2017]. Wymienione tu osiągnięcia fizyki doświadczalnej otworzyły drogę do zupełnie nowych programów badawczych w zakresie fizyki atomowej i molekularnej i ich zastosowań w innych dziedzinach. Naturalnie stworzyły one też potrzebę opracowania nowych podejść do opisu teoretycznego i do analizy danych eksperymentalnych, które umożliwią poprawną interpretację wyników ultradokładnych pomiarów i redukcję błędów systematycznych związanych ze zbyt uproszczonym opisem zaburzenia widm molekularnych przez różne efekty fizyczne. Przedstawiane w niniejszym autoreferacie osiągnięcie wpisuje się w ten kierunek badawczy. Dotyczy ono zastosowania nowych metod współczesnej spektroskopii (łączyjących teorię, eksperyment i metody analizy danych eksperymentalnych) w badaniach atmosferycznych i w badaniach fundamentalnych zorientowanych na testowanie elektrodynamiki kwantowej dla molekuł i poszukiwanie nowej fizyki wychodzącej poza model standardowy. W pierwszym artykule [H1] przedstawiono nowe podejście do analizy widm molekularnych zaburzonych przez zderzenia oraz przetestowano je na widmach eksperymentalnych cechujących się bardzo wysoką dokładnością; celem jest wykorzystanie najnowszych osiągnięć ultradokładnej spektroskopii laserowej do opracowania metod analizy danych umożliwiających zredukowanie błędów systematycznych w spektroskopowych badaniach atmosfer Ziemi i innych planet. Praca w dużej części poświęcona jest molekularnemu wodorowi (ważnemu w badaniach atmosfer gazowych olbrzymów i szerokiej klasy planet pozasłonecznych), jednak metodologia rozwinięta w tym artykule [H1] jest ogólna i stosowalna do szerokiej klasy układów molekularnych istotnych w badaniach atmosfer Ziemi i innych planet. Istotnym aspektem tej pracy jest to, że wprowadza ona nowy, bardzo ogólny, standard parametryzowania efektów zderzeniowych zaburzających kształty widm molekularnych; rozwinięta tu parametryzacja została niedawno zaimplementowana [Gordon2017] w najszerzej stosowanej bazie widm molekularnych HITRAN (ponad 10000 zarejestrowanych użytkowników). Artykuły [H2] i [H3] stanowią kontynuację pracy [H1], lecz zamiast zastosowań w badaniach atmosferycznych skupiają się one na fundamentalnych aspektach ultradokładnej spektroskopii laserowej molekuly wodoru. W pracach tych efekty zderzeniowe policzone są z zasad pierwszych w pełni kwantowym ujęciu. Właściwe ujęcie efektów zderzeniowych jest kluczowe dla zredukowania błędów systematycznych w naszych ultradokładnych pomiarach energii przejść rotacyjno-wibracyjnych w molekule wodoru. Redukowanie błędów systematycznych w tego typu pomiarach (tzn. pomiarach struktury poziomów najprostszych molekuł) nie tylko pozwala testować

elektrodynamikę kwantową dla molekuł [Komasa2011] na niespotykanym dotąd poziomie dokładności, ale też jest wykorzystywane do poszukiwania nowej fizyki wychodzącej poza model standardowy [Ubachs2016] takiej jak nowe hipotetyczne oddziaływania dalekozasięgowe pomiędzy hadronami [Salumbides2013] lub istnienie dodatkowych wymiarów przestrzennych [Salumbides2015]. Ten kierunek badań kontynuowany jest w pracach [H4] i [H5], gdzie również ultradokładna spektroskopia laserowa jest wykorzystywana do poszukiwania nowej fizyki. Jednak prace [H4] i [H5] nie skupiają się na poszukiwaniu nowych oddziaływań pomiędzy znanymi cząstkami mieszczącymi się w modelu standardowym, lecz przedstawiają zupełnie nowe podejście (i po raz pierwszy jego eksperymentalną implementację) do poszukiwania nowych hipotetycznych pól skalarnych które sprzęgałyby się do pól modelu standardowego. Podejście to wykorzystuje ultradokładną spektroskopię optyczną wąskiego przejścia atomowego; w pracy [H4] pomiar został przeprowadzony z wykorzystaniem optycznego zegara atomowego pracującego w KL FAMO w Toruniu, podczas gdy praca [H5] wykorzystuje dane pomiarowe z globalnej sieci optycznych zegarów atomowych (4 zegary pracujące w USA, Francji, Polsce i Japonii; był to pierwszy tego typu pomiar). Uzyskane wyniki stanowią najsilniejsze dotychczas doświadczalne ograniczenie na siłę sprzęgania się hipotetycznej ciemnej materii w postaci defektów topologicznych [Derevianko2014] do pola elektromagnetycznego oraz na szybkie zmiany stałej struktury subtelnej.

4.2 Zderzeniowo zaburzone rotacyjno-wibracyjne widma molekularne – zastosowania atmosferyczne

Pierwszy artykuł wchodzący w skład zgłaszanego tu osiągnięcia, Ref. [H1], poświęcony jest rozwijaniu nowych metod analizy widm molekularnych i testowaniu ich na danych eksperymentalnych z ultradokładnej spektroskopii laserowej. Widma molekularne zmierzone w warunkach atmosferycznych (tzn. w warunkach charakterystycznych dla warstw atmosfer Ziemi i innych planet wnoszących wkład w obserwowane widma) są istotnie zaburzone przez efekty zderzeniowe. Najbardziej powszechne podejścia do analizy takich danych, oparte na prostym profilu Voigta, jest ewidentnie niewystarczające i skutkuje istotnymi błędami systematycznymi w spektroskopowej analizie atmosfer [Smith1989] zorientowanej na osiągnięcie subprocentowych dokładności [Miller2005]. Celem pracy [H1] jest wykorzystanie ultradokładnych widm molekularnych zmierzonych przy użyciu spektroskopów laserowych wykorzystujących wnęki optyczne o bardzo wysokiej finezji do rozwijania i walidowania nowych metod analizowania widm molekularnych, które to metody potrzebne są w spektroskopowych badaniach atmosfer Ziemi i innych planet.



Rys. 1 Eksperymentalne widma linii 3-0 S(1) samozaburzonego wodoru molekularnego (niebieskie punkty) oraz wielociśnieniowe dopasowanie modelu HTP (krzywa czerwona). Środkowy i dolny panel przedstawiają residua z wielociśnieniowego dopasowania modelu HTP odpowiednio bez i z funkcją korekty β .

W pracy [H1] wykorzystano bardzo dokładne widma molekularnego wodoru (istotne dla badań atmosfer gazowych olbrzymów) zmierzone przy użyciu ultradokładnej spektroskopii strat we wnące (w języku angielskim *cavity ring-down spectroscopy*, CRDS) [Campargue2012, Tan2014, Kassi2014] oraz spektroskopii opartej na wnące optycznej wykorzystującej bezpośrednio optyczne sprzężenie zwrotne (w języku angielskim *optical feedback cavity-enhanced absorption spectroscopy*, OF-CEAS) [Morville2005]. Widma te zostały zmierzone przez naszych współpracowników z laboratoriów w Grenoble (Francja) [Campargue2012, Kassi2014, Morville2005] i Hefei (Chiny) [Tan2014]. Rysunek 1 (niebieskie punkty na górnym panelu) przedstawia przykład takiego widma dla przypadku linii S(1) drugiego overtoneu zmierzonego w temperaturze pokojowej. Prosty profil Voigta (tzn. konwolucja profili Gaussa i Lorentza) zupełnie nie przystają do widm H_2 ponieważ w żaden sposób nie uwzględniają zderzeń zmieniających prędkość, które są odpowiedzialne za takie efekty jak zwężenie Dickego (residua z dopasowań z użyciem profilu Voigta są bardzo duże, stanowią kilkadziesiąt procent całej linii, i dlatego nie zostały ujęte na Rys. 1). Obecnie dostępne modele uwzględniające zderzenia zmieniające prędkość zmieniają się od podejść wychodzących z zasad pierwszych po opisy czysto fenomenologiczne. Pierwsze podejście, w którym model kształtu rezonansu optycznego oparty jest na jądrze zderzeniowym poprawnie opisującym kinetykę zderzeń H_2-H_2 [Wcislo2014] (przykładem takiego modelu jest profil zależny od prędkości w przybliżeniu sztywnych sfer, w języku angielskim *speed-dependent billiard-ball profile*, SDBBP), jest obliczeniowo bardzo kosztowne, co czyni to podejście niepraktycznym z punktu widzenia bezpośredniego zastosowania w badaniach atmosferycznych. Dla drugiego, fenomenologicznego, podejścia opartego na najprostszym jądrze zderzeniowym (jądro zderzeń twardych; w języku angielskim *hard-collision kernel*) istnieją efektywne algorytmy pozwalające wyznaczać kształty profili linii widmowych niemal takim samym kosztem obliczeniowym jak w przypadku prostego profilu Voigta [Tran2013]. W niniejszym autoreferacie profil wykorzystujący kwadratowe przybliżenie zależności od szybkości oraz bazujący na jądrze zderzeń twardych nazywamy profilem Hartmann-Tran (w języku angielskim *Hartmann-Tran profile*, HTP), co jest spójne z powszechną w literaturze nomenklaturą. Na środkowym panelu na Rys. 1 pokazano residua z wielociśnieniowego dopasowania modelu HTP do danych eksperymentalnych (dopasowanie wielociśnieniowe to podejście w którym widma dla wszystkich ciśnień są dopasowywane jednocześnie i wymuszona jest wspólna wartość dopasowywanych parametrów zderzeniowych dla wszystkich ciśnień – to pozwala zredukować niefizyczny wpływ numerycznej korelacji pomiędzy dopasowywanymi parametrami). Ze środkowego panelu na Rys. 1 wyraźnie widać, że model HTP nie odtwarza poprawnie zderzeniowego zaburzenia kształtu molekularnego

Handwritten signature

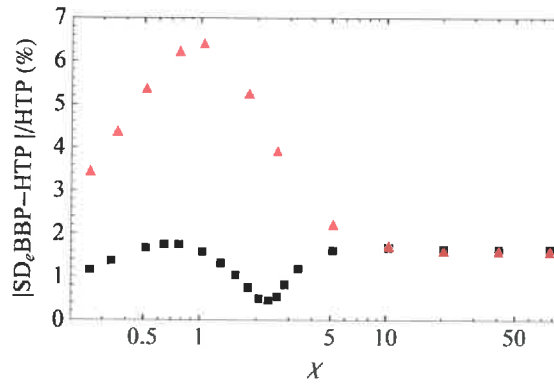
rezonansu optycznego (amplituda residuów jest na poziomie 5%). Rozbieżność ta może prowadzić do błędów systematycznych w spektroskopowych badaniach atmosfer. Fizyczną przyczyną tej rozbieżności jest fakt że jądro twardych zderzeń (wykorzystywane w modelu HTP) stanowi zbyt zgrubne przybliżenie rzeczywistego jądra zderzeniowego. Efektywnie, w pierwszym przybliżeniu, rozbieżność ta manifestuje się jako nieliniowe zachowanie częstości zderzeń zmieniających prędkość, ν_{vc} , z ciśnieniem. Aby to uwzględnić wprowadziliśmy fenomenologiczną funkcję korygującą β eliminującą tę nieliniowość. Funkcję β wyznaczyliśmy używając profilu referencyjnego *speed-dependent billiard-ball model with experimentally evaluated speed dependence* (SD_eBBP). SD_eBBP oparty jest na dużo bardziej fizycznym jądrze zderzeniowym (jądrze sztywnych sfer) dla którego pokazano, przy użyciu symulacji dynamiki molekularnej, że poprawnie opisuje kinetykę zderzeń między innymi dla układu H_2-H_2 [Wcisło2014]. Na Rysunku 2 pokazano różnicę pomiędzy profilami HTP i SD_eBBP (czerwone trójkąty) jako funkcję parametru $\chi = \nu_{vc}/\Gamma_D$, gdzie Γ_D jest szerokością Dopplera (innymi słowy χ jest bezwymiarowym parametrem proporcjonalnym do ciśnienia). Rysunek 2 pokazuje, że w zakresie pośrednich ciśnień, gdzie zwięźenie Dickego jest bardzo silne (χ pomiędzy 0.1 i 5) względna różnica między profilami HTP i SD_eBBP przekracza 6%. Wynik ten jest zgodny z różnicą między profilami eksperymentalnymi i dopasowanym HTP przedstawioną na środkowym panelu z Rys. 1. Rozbieżność to w dużym stopniu może być zredukowana poprzez zastosowanie opracowanej tu korekty β bez zwiększania kosztu obliczeń numerycznych. Korekta β jest funkcją która nieliniowo (z ciśnieniem) przeskalowuje częstość zderzeń zmieniających prędkość w taki sposób aby prosty model HTP jak najlepiej przybliżał model SD_eBBP

$$SD_eBBP(\dots, \nu_{vc}, \dots) \approx HTP(\dots, \beta(\chi)\nu_{vc}, \dots).$$

W pracy [H1] pokazano, że korektę β można wyrazić za pomocą prostego analitycznego wyrażenia

$$\beta(\chi) = \theta(2.66 - \chi)0.845\chi^{0.115} + \theta(-2.66 + \chi)(1 - 0.38475\chi^{-2}),$$

gdzie θ to funkcja skokowa Heaviside'a. Na Rysunku 2 pokazano (czarne kwadraty), że po zastosowaniu korekty β do modelu HTP różnica między dwoma profilami spada do 2%. Podobnie pokazano na Rysunku 1 (patrz dolny panel), że użycie modelu HTP z korektą β (zamiast zwykłego HTP) w procedurze wielociśnieniowego dopasowania do widm eksperymentalnych pozwala zredukować residua (wartość międzyszczytowa) do poziomu 2% oraz (jak pokazano w Ref. [H1]) otrzymane w ten sposób wartości parametrów kształtu linii są dużo bardziej fizyczne. Podsumowując, w pracy [H1] opracowana została prosta analityczna funkcja korygująca do modelu HTP; pokazano, że jej użycie pozwala uzyskać porównywalną dokładność w analizie kształtów linii co dużo bardziej zaawansowane modele (np. SD_eBBP) przy dużo niższym koszcie obliczeniowym, co jest to kluczowe w analizie obszernych zestawów danych w badaniach atmosferycznych.



Rys. 2 Maksymalna względna różnica między SD_eBBP i HTP jako funkcja parametru χ . Czerwone trójkąty i czarne kwadraty odpowiadają HTP bez i z funkcją korygującą β .

Innym ważnym aspektem osiągnięcia [H1] jest opracowanie, dla wybranego układu (tu dla molekuly H_2), pierwszej kompletnej bazy danych linii molekularnych w oparciu o model kształtu linii wychodzący poza prosty model Voigta (użyto modelu HTP rozbudowanego o pełen opis zależności temperaturowych wszystkich parametrów). Wyniki te zostały wprowadzone do bazy danych HITRAN w jej najnowszej edycji [Gordon2017]. Co więcej w Ref. [H1] opracowano ogólny standard reprezentowania zderzeniowych parametrów kształtów linii stosowalny do dowolnych układów molekularnych – standard ten został oficjalnie wdrożony do bazy HITRAN w 2017 [Gordon2017], patrz Tabela 1. W podejściu tym pełny zbiór parametrów kształtów linii został rozbity na 4 zakresy temperatur, co pozwala modelować spektra molekularne w różnych reżimach temperaturowych.

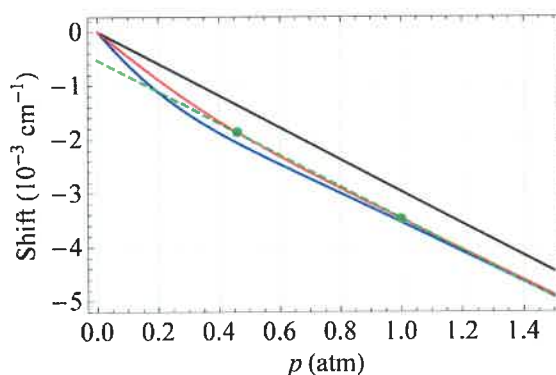
Tabela 1. Parametryzacja profilu Hartmann-Tran opracowana w Ref. [H1] i zaadoptowana w bazie danych HITRAN [Gordon2017]. Szczegółowy opis poniższych parametrów i ich definicje zebrano w Ref. [H1].

Description of the parameters	The symbols of the parameters adopted in HITRAN (without specifying the profile, temperature range and perturber)	Notation ^a for HITRANonline [68] and HAPI [47] for different temperature ranges (in this example H_2 (denoted as .self) is used as a perturber, but in general it can be replaced with any gas)			
		0–100 K $T_{ref} = 50$ K	100–200 K $T_{ref} = 150$ K	200–400 K $T_{ref} = 296$ K	> 400 K $T_{ref} = 700$ K
Half-width(speed-averaged)	$\gamma_0(T_{ref})$ (cm^{-1}/atm)	gamma_HT_0_self_50	gamma_HT_0_self_150	gamma_HT_0_self_296	gamma_HT_0_self_700
Temperature dependence of the half-width	n (dimensionless)	n_HT_self_50	n_HT_self_150	n_HT_self_296	n_HT_self_700
Speed dependence of the half-width	$\gamma_2(T_{ref})$ (cm^{-1}/atm)	gamma_HT_2_self_50	gamma_HT_2_self_150	gamma_HT_2_self_296	gamma_HT_2_self_700
Line shift (speed-averaged)	$\delta_0(T_{ref})$ ($cm^{-1}atm$)	delta_HT_0_self_50	delta_HT_0_self_150	delta_HT_0_self_296	delta_HT_0_self_700
Temperature dependence of the line shift	δ' ($cm^{-1}/(atm K)$)	delta_p_HT_self_50	deltap_HT_self_150	deltap HT_self_296	deltap HT_self_700
Speed dependence of the line shift	$\delta_2(T_{ref})$ (cm^{-1}/atm)	delta_HT_2_self_50	delta_HT_2_self_150	delta_HT_2_self_296	delta_HT_2_self_700
Frequency of velocity changing collisions	$\nu_{VC}(T_{ref})$ (cm^{-1}/atm)		nu_HT_self		
Temperature dependence of ν_{VC}	κ (dimensionless)		kappa_HT_self		
Correlation parameter	η (dimensionless)		eta_HT_self		

Handwritten signature

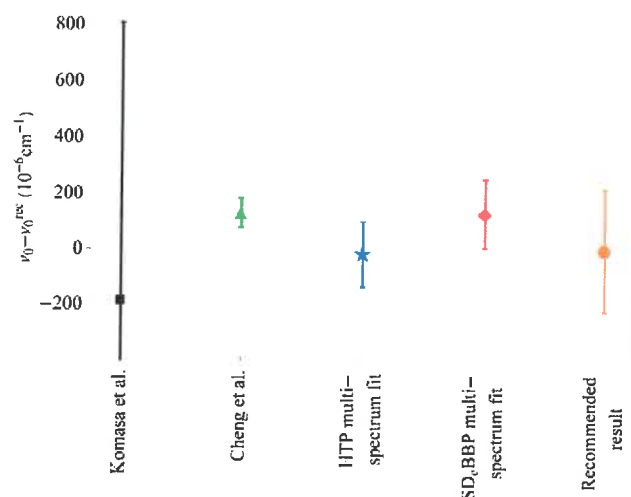
4.3 Zderzeniowo zaburzone rotacyjno-wibracyjne widma molekularne – zastosowania podstawowe

Artykuły [H2] i [H3] stanowią kontynuację pracy [H1], lecz zamiast zastosowań atmosferycznych zorientowane one są na aspekty podstawowe ultradokładnej spektroskopii laserowej molekuł wodoru. Molekuła wodoru, dzięki swojej prostej strukturze (tylko dwa elektrony i dwa protony), jest modelowym układem fizycznym który pozwala testować elektrodynamikę kwantową dla molekuł [Komasa2011]. Co więcej, niedawno pokazano, że dokładna spektroskopia struktury rotacyjno-wibracyjnej molekuły wodoru może być wykorzystana do poszukiwania nowej fizyki wychodzącej poza model standardowy (SM) [Ubachs2016] takiej jak nowe hipotetyczne dalekozasięgowe oddziaływania hadron-hadron [Salumbides2013] czy dodatkowe wymiary przestrzenne [Salumbides2015].



Rys. 3 Nieliniowe zachowanie położenia linii w funkcji ciśnienia dla przypadku linii Q(1) w paśmie fundamentalnym molekuły wodoru w temperaturze $T = 296$ K (niebieska i czerwona linia odpowiadają wyznaczeniu środka linii odpowiednio z wyznaczenia maksimum linii i z dopasowania symetrycznego profilu). Zielona przerywana linia pokazuje liniową ekstrapolację z położenia linii w ciśnieniach $p_2 = 1$ atm i $p_1 = 0.46$ atm. Proste liniowe ekstrapolowanie do zerowego ciśnienia daje błąd systematyczny w wyznaczeniu niezaburzonego położenia linii. Czarna linia to niepoprawne liniowe skalowanie położenia linii zakładane w zbyt uproszczonym podejściu do efektów zderzeniowych.

W pracy [H2] pokazano, że poprzednie podejścia do eksperymentalnego wyznaczenia energii przejść rotacyjno-wibracyjnych w molekuł wodoru [Cheng2012] znacząco niedoszacowywały błędy systematyczne związane ze zbyt uproszczoną analizą efektów zderzeniowych. Wynik eksperymentalny opublikowany w Ref. [Cheng2012] został uzyskany przy użyciu ultradokładnego spektrometru wykorzystującego wnękę optyczną o bardzo wysokiej finezji (sam pomiar wykonany był w temperaturze pokojowej). W pracy [H2] pokazaliśmy, że efektywne położenie linii wodoru nie skaluje się liniowo z ciśnieniem (patrz Rys. 3) czego nie wzięto pod uwagę w analizie w pracy [Cheng2012]. Pokazaliśmy, że przyczyną tej nieliniowości jest zależność od szybkości zderzeniowego przesunięcia linii, która jest bardzo silna dla cząsteczki wodoru. Co więcej, jej efektywny wpływ jest silnie skorelowany ze zderzeniami zmieniającymi prędkość [H2]. Na Rysunku 4 pokazane jest jak bardzo te efekty wpływają na dokładność wyznaczenia położenia linii wodoru zmierzonej w Ref. [Cheng2012].



Rys. 4 Porównanie różnych podejść do wyznaczenia energii przejścia S(3) 3-0 w molekułe H₂. Czarny kwadrat przedstawia wartość teoretyczną wyznaczoną przez Komasa et al. [Komasa2011]. Zielony trójkąt to oryginalne doświadczalne wyznaczenie z Ref. [Cheng2012]. Niebieska gwiazda i czerwony romb to wyniki z [H2] wyznaczone z użyciem dwóch różnych modeli w procedurze dopasowywania w podejściu gdy wszystkie parametry kształtu linii były dopasowywane. Wartość pomarańczowa to nasze ostateczne wyznaczenie w którym parametry opisujące zależność poszerzenia i przesunięcia od prędkości zostały zafiksowane – wyznaczona wartość wynosi 12 559.749 39 cm⁻¹, Ref. [H2].

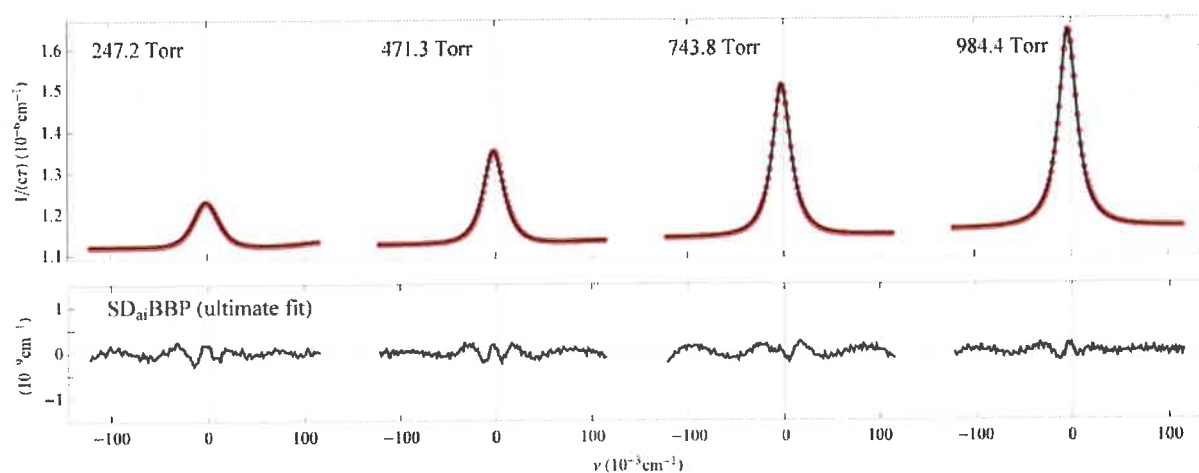
W pracy [H3] wykorzystaliśmy metodologię opracowaną w pracy [H2] dla przypadku linii S(2) z pierwszego nadtonu dla izotopologu D₂. Głównym wynikiem pracy [H3] jest najdokładniejsze eksperymentalne wyznaczenie energii przejścia S(2) 2-0; całkowita standardowa niepewność wyniosła 401 kHz (co oznacza że pomiar jest dokładniejszy niż 9 znaczących cyfr). Wyniki opisane w pracy [H3] obejmują:

- pomiar linii D₂ 2-0 S(2) przeprowadzony z wykorzystaniem spektrometru bazującego na wnęce optycznej o bardzo wysokiej finezji (pomiar wykonaliśmy w Krajowy Laboratorium FAMO w Toruniu),
- obliczenia *ab initio* rozpraszania kwantowego dla układu D₂-D₂ dla stanu wzbudzonego i podstawowego dla przejścia 2-0 S(2) w molekułe D₂,
- analizę widm eksperymentalnych z wykorzystaniem najbardziej zaawansowanych modeli kształtów linii widmowych i wyznaczenie samej energii przejścia D₂ 2-0 S(2),
- obliczenia *ab initio* struktury rotacyjno-wibracyjnej molekuly D₂ uwzględniające poprawki relatywistyczne i QED (ta część została zrobiona przez K. Pachucki, J. Komasa and M. Puchalski).

Pomiar linii S(2) 2-0 został przeprowadzony w czterech ciśnieniach (247.2, 471.3, 743.8 i 984.4 Torr) i w temperaturze 294.9 K, patrz Rys. 5. Wykorzystaliśmy próbkę deuteru o czystości 99.96%. Spektra zmierzono przy użyciu stabilizowanego częstotliwościowo spektrometru strat we wnęce (*frequency-stabilized cavity ring-down spectrometer*, FS-CRDS) połączonego z grzebieniem częstości optycznych (*optical frequency comb*, OFC) [Cygan2015], który był dowiązany do wzorca częstości UTC(AOS) (Coordinated Universal Time from the Astro-Geodynamic Observatory in Borowiec, Poland). Długość wnęki optycznej spektrometru wynosiła 74 cm, co odpowiada

Prof. Ujas

przedziałowi dyspersji 204 MHz. Finezja wnętrza wynosiła około 40 000. W każdym ciśnieniu uśredniliśmy około 85 widm co, pomimo faktu, że symetryczna molekula D₂ nie posiada silnych przejść dipolowych, pozwoliło uzyskać wysoki stosunek sygnału do szumu (SNR = 8500 w najwyższym ciśnieniu).



Rys. 5 Linia 2-0 S(2) w molekule D₂ zmierzona [H3] przy użyciu częstotliwościowo stabilizowanego spektrometru strat we wnęce (*frequency-stabilized cavity ring-down spectrometer*, FS-CRDS) dowiązanego do grzebienia częstości optycznych. Górny panel pokazuje dane doświadczalne (czerwone punkty) oraz dopasowanie (czarne linie) modelu *speed-dependent billiard-ball profile with ab initio speed dependence* (SD_{ai}BBP). Residua z dopasowania pokazano na dolnym panelu.

Kluczowym aspektem pracy [H3] jest zastosowanie odpowiedniego podejścia w analizie danych, które umożliwi wyeliminowanie błędów systematycznych spowodowanych efektami zderzeniowymi manifestującymi się jako nieliniowe skalowanie się położenia linii z ciśnieniem [H2], patrz Rys. 3. W tym celu przeprowadziliśmy obliczenia *ab initio* zderzeniowo-zaburzonych kształtów rezonansów optycznych w D₂. W pierwszym kroku wykonane zostały obliczenia rozpraszania kwantowego dla układu molekula-molekula (w tym przypadku D₂-D₂) na pełnej sześciowymiarowej powierzchni oddziaływania [Hinde2008] dla obu (początkowego i końcowego) stanów danego przejścia oraz dla wszystkich rotacyjnych stanów molekuly zaburzającej, które są spopulowane w temperaturze pokojowej ($j = 0$ to 5). Rozwiązując odpowiadające temu układowi równania silnego sprzężenia [Hutson1994] wyznaczyliśmy zależną od energii macierz rozpraszania S, która w kolejnym kroku została użyta do wyznaczenia uogólnionych spektroskopowych przekrojów czynnych [Monchick1986, Schaefer1992]

$$\sigma_{\lambda}^q(v_i j_i v_f j_f j_2; E_{kin}),$$

gdzie E_{kin} to energia kinetyczna zderzenia, v_i oraz v_f (j_i oraz j_f) to wibracyjne (rotacyjne) liczby kwantowe początkowego i końcowego stanu danego przejścia, j_2 to liczba opisująca stan rotacyjny perturbatora. Parametr q to rząd tensora przejścia (dla rozważanego tu przejścia kwadropolowego $q=2$). Następnie uogólnione spektroskopowe przekroje czynne wykorzystane są do policzenia odpowiednich całek zderzeniowych

$$\omega_{\lambda}^{s,s'}(q, j_2) = \langle v_r \rangle \int_0^{\infty} dx x^{(s+s'+2)/2} e^{-x} \sigma_{\lambda}^q(v_i j_i v_f j_f j_2; E_{kin} = x k_B T),$$

gdzie

$$\langle v_r \rangle = \sqrt{8k_B T / \pi \mu}$$

oraz μ i k_B to masa zredukowana i stała Boltzmanna. W ostatnim kroku całki zderzeniowe użyte są do wyznaczenia parametrów kształtu linii pierwszego rzędu (zwykle parametry opisujące poszerzenie i przesunięcie linii, Γ_0 i Δ_0) i parametrów kształtu linii wyższego rzędu (część rzeczywista i urojona częstotliwości optycznych zderzeń zmieniających prędkość, $\text{Re}[v_{\text{opt}}]$ and $\text{Im}[v_{\text{opt}}]$)

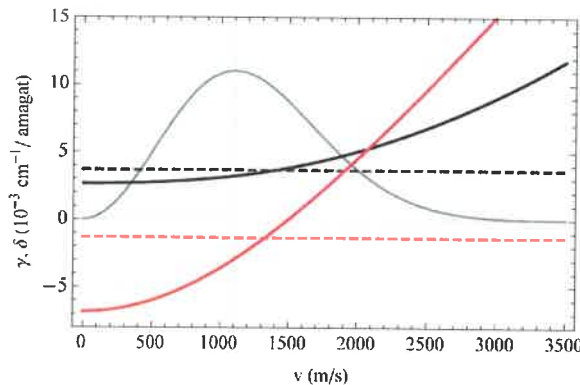
$$\Gamma_0 + i\Delta_0 = \frac{1}{2\pi c} \frac{p}{k_B T} \sum_{j_2} p_{j_2} \omega_0^{00}(q, j_2),$$

$$v_{\text{opt}} = \frac{1}{2\pi c} \frac{p}{k_B T} M_2 \sum_{j_2} p_{j_2} \left[\frac{2}{3} \omega_1^{11}(q, j_2) - \omega_0^{00}(q, j_2) \right].$$

gdzie p to ciśnienie i p_{j_2} to populacja perturbora w stanie rotacyjnym j_2 w temperaturze T . W przypadku molekularnego wodoru (dowolny izotopolog) zależność parametrów Γ i Δ od szybkości jest bardzo silna i nie może być zaniedbana w obliczeniach kształtów linii (silna zależność od szybkości parametru przesunięcia linii, Δ , jest odpowiedzialna za nieliniowe skalowanie się efektywnego położenia linii z ciśnieniem, patrz Rys. 3, i związanymi z tym błędami systematycznymi). Zależność od prędkości parametrów Γ i Δ została wyznaczona (dla zadanej szybkości aktywnej molekuly, v) poprzez odpowiednie uśrednianie uogólnionych spektroskopowych przekrojów czynnych po szybkościach względnych v_r [Pine1999]

$$\Gamma(v) + i\Delta(v) = \frac{1}{2\pi c} \frac{p}{k_B T} \sum_{j_2} p_{j_2} \frac{2}{\sqrt{\pi} \bar{v}_p v} \int_0^\infty dv_r v_r^2 e^{-\frac{v^2 + v_r^2}{\bar{v}_p^2}} \sinh\left(\frac{2v v_r}{\bar{v}_p^2}\right) \sigma_0^q(v_i j_i v_f j_f j_2; v_r),$$

gdzie \bar{v}_p to najbardziej prawdopodobna prędkość perturbora. Na Rysunku 6 pokazano zależność Γ i Δ od szybkości policzone z uogólnionych przekrojów czynnych (wyliczonych *ab initio*) dla rozważanego tu przypadku linii S(2) z pasma 2-0 dla molekuly D_2 . Parametry γ i δ to unormowane do ciśnienia odpowiedniki parametrów Γ i Δ .



Rys. 6 Zależność od prędkości poszerzenia, γ (ciągła czarna linia), i przesunięcia linii, δ (ciągła czerwona linia), wyznaczona z naszych obliczeń *ab initio* dla linii S(2) 2-0 w molekule D_2 w temperaturze 294.9 K. Szara krzywa to rozkład Maxwella (jednostki arbitralne) w tej samej temperaturze. Uśrednione po prędkościach zderzeniowe poszerzenie, γ_0 , i przesunięcie, δ_0 , pokazano odpowiednio jako czarne i czerwone przerywane linie.

Do opisu zderzeń zmieniających prędkość wykorzystaliśmy przybliżenie sztywnych sfer potencjału oddziaływania. Poprawność tego przybliżenia została przetestowana na wynikach

P. A. Wark

uzyskanych z symulacji dynamiki molekularnej z pełnym potencjałem [Wcislo2014]. W końcu kształt przejścia rotacyjno-wibracyjnego

$$I(\omega) = \frac{1}{\pi} \text{Re} \int f(\omega, \vec{v}) d^3\vec{v},$$

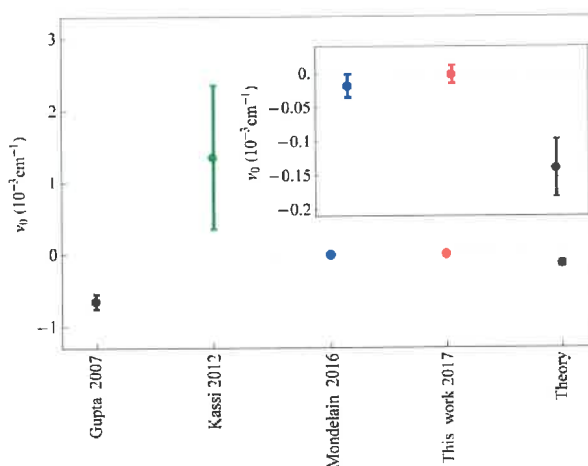
został wyliczony poprzez rozwiązanie równania transportu relaksacji

$$1 = -i(\omega - \omega_0 - \vec{k}\vec{v})h(\omega, \vec{v}) - \hat{S}^f h(\omega, \vec{v}),$$

gdzie ω_0 to położenie linii, a \vec{k} to wektor falowy lasera próbkującego. Funkcja

$$f(\omega, \vec{v}) = f_m(\vec{v})h(\omega, \vec{v})$$

to wielkość proporcjonalna do prędkościowego rozkładu koherencji optycznej dla danego przejścia. $f_m(\vec{v})$ to rozkład Maxwella dla aktywnych molekuł. Model kształtu linii wyliczany w powyższy sposób nazywany jest *speed-dependent billiard-ball profile with ab initio speed dependence* (SD_{ai}BBP).



Rys. 7 Eksperymentalna (kolor czerwony) i teoretyczna (kolor szary) wartość energii przejścia S(2) 2-0 w molekułach D₂ wyznaczone w pracy [H3], porównane z poprzednimi wynikami: [Mondelain2016] (kolor niebieski), [Gupta2007] (kolor czarny) i [Kassi2012] (kolor zielony). Wykres w prawym górnym rogu pokazuje najnowsze wyniki w powiększeniu.

W pracy [H3] wykorzystaliśmy model SD_{ai}BBP do przeanalizowania naszych danych eksperymentalnych. Użycie w tym modelu obliczeń *ab initio* do opisu efektów zderzeniowych pozwoliło nam istotnie zredukować błędy systematyczne (patrz Rys. 3) w wyznaczeniu położenia linii. Na dolnym panelu Rys. 5 pokazano residua z wielocieńniowego dopasowania modelu SD_{ai}BBP do danych eksperymentalnych (szczegółowa dyskusja analizy kształtów linii i związanymi z nią efektami zderzeniowymi jest przeprowadzona w [H3]). W Tabeli 2 zebrano budżet niepewności wyznaczenia położenia linii. W naszej analizie zredukowaliśmy dominujący przyczynek (tj. przyczynek pochodzący od efektów zderzeniowych manifestujących się jako zaburzenie kształtu linii) do 357 kHz, co umożliwiło uzyskanie całkowitej niepewności wyznaczenia położenia linii równej 401 kHz. Na Rysunku 7 pokazane jest porównanie tego wyniku z poprzednimi pomiarami opisanymi w literaturze (dokładność 401 kHz odpowiada $13 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-1}$). W Tabeli 3 zebrano wszystkie przyczynki do energii wzięte pod uwagę w wyznaczeniu teoretycznej wartości energii przejścia. Widać stąd, że niepewność naszej eksperymentalnej wartości pozwala testować poprawki relatywistyczne, QED i skończonego rozmiaru jądra. Należy podkreślić, że rozbieżność zaraportowana w [H3] między naszym eksperymentem a teorią na poziomie 3.4σ pochodziła z obliczeń teoretycznych struktury D₂. Niedawno pokazano w Ref. [Czachorowski2018] że

przyczyną był błąd w nieadiabatywnych poprawkach relatywistycznych. Najnowszy wynik teoretyczny [Czachorowski2018] okazał się w pełni zgodny z naszym eksperymentem [H3]. Ultradokładne pomiary struktury rotacyjno-wibracyjnej molekuly wodoru nie tylko są wykorzystywane do testowania poprawek relatywistycznych i QED lecz również do poszukiwania nowej fizyki wychodzącej poza model standardowych [Ubachs2016] takiej jak nowe hipotetyczne oddziaływania hadron-hadron [Salumbides2013] lub dodatkowe wymiary przestrzenne [Salumbides2015].

Tabela 2. Budżet niepewności standardowych dla naszego eksperymentalnego wyznaczenia częstotliwości przejścia S(2) 2-0 w molekule D₂, $\nu_0 = 187\,104\,300.038$ (401) MHz.

Uncertainty source (type)	$u(\nu_0)$ / kHz
1) Statistics, 1σ (A)	132
2) Optical frequency comb (A+B)	< 1
3) Line-shape analysis (B)	357
4) Instrumental systematic shift (B)	47
5) Relativistic asymmetry (B)	< 3
6) Pressure gauge nonlinearity (B)	< 1
7) Etalons (B)	59
8) Temperature instability (A+B)	100
Standard combined uncertainty	401

Tabela 3. Wkłady do energii przejścia S(2) 2-0 w molekule D₂ wyznaczone z obliczeń *ab initio*. E(2), E(3), E(4) oraz E(5) są wyznaczone w przybliżeniu Borna-Oppenheimera (BO). Niepewności pochodzące od nieadiabatywnych poprawek oznaczono jako ()_{na}. Pozostałe niepewności to niepewności numeryczne. EFS to skrót od *finite nuclear size correction*. Ostatni wiersz to wartość eksperymentalna skombinowana z dwóch wyników: [Mondelain2016] i [H3]. Część teoretyczna tej tabeli została opracowana przez K. Pachucki, J. Komasa i M. Puchalski.

Contribution	cm^{-1}
$E^{(0)}$ (nonrelativistic)	6241.120920(1)
$E^{(2)}$ (α^2 relativistic)	0.040057(20) _{na}
$E^{(3)}$ (α^3 QED)	-0.03315(3)(2) _{na}
$E^{(4)}$ (α^4 QED)	-0.000299
$E^{(5)}$ (α^5 QED)	0.000019(10)
E_{FS}	-0.000032
Total theor.	6241.127515(42)
Expt. ^a	6241.127637(17)
Expt. ^b	6241.127655(13)
Combined expt.	6241.127647(11)

^a Ref. [Mondelain2016].

^b This work.

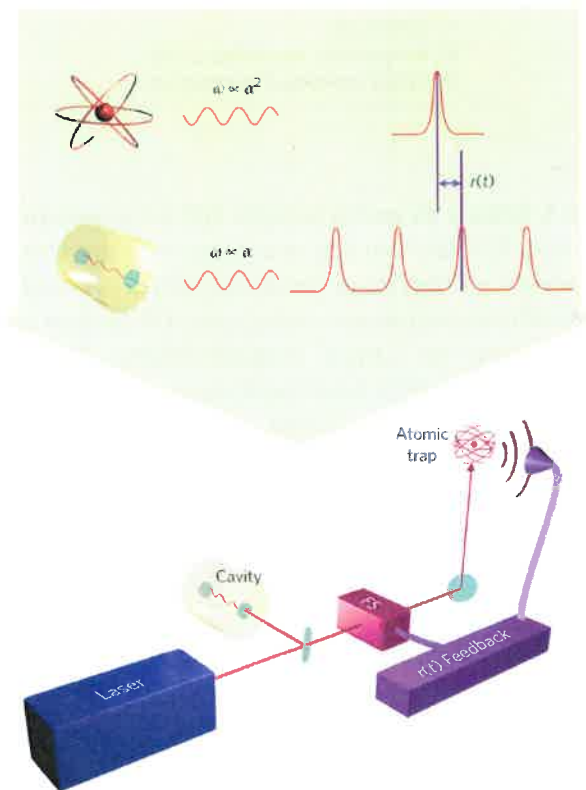
4.4 Spektroskopia ultrawąskich przejść elektronowych w atomach – zastosowania podstawowe

W artykułach [H4] i [H5] kontynuowane są badania z prac [H2] i [H3] (których głównym celem naukowym jest poszukiwanie nowych sił i nowych wymiarów przestrzennych), lecz zamiast skupiać się na poszukiwaniu nowych oddziaływań między cząstkami modelu standardowego, prace [H4] i

Piotr Dule

[H5] koncentrują się na poszukiwaniu oddziaływań pól modelu standardowego z nowymi hipotetycznymi polami skalarnymi [Derevianko2014] które mogą stanowić wyjaśnienie problemu ciemnej materii. Podobnie jak w pracach [H1-H3], wykorzystujemy tu najnowsze osiągnięcia ultradokładnej spektroskopii laserowej, lecz zamiast używać molekuł wykorzystujemy ultrawąskie przejście optyczne w zimnych atomach.

Obiektem na którym skupiają się badania z prac [H4] i [H5] jest ciemna materia w postaci defektów topologicznych w polach skalarnych, ϕ , które to defekty mogły zostać uformowane podczas przejść fazowych wczesnego wszechświata [Derevianko2014, Vilenkin1985]. Można pokazać [Derevianko2014], że jeśli takie nowe hipotetyczne pole sprzęga się do pól modelu standardowego to, w pierwszym rzędzie, Lagranżjan QED (który jest punktem wyjściowym dla fizyki atomowej) zachowuje swoją postać, lecz parametryzujące go stałe fundamentalne zmieniają swoją wartość. Prace [H4] i [H5] skupiają się na sprzężeniu hipotetycznego pola skalarnego z polem elektromagnetycznym, co przekłada się na potencjalne zaburzenie stałej struktury subtelnej α . W naszej analizie rozważamy wyraz sprzęgający w Lagranżjanie, który jest kwadratowy w ϕ – skala energetyczna tego sprzężenia, Λ_α , wyraża odwrotność siły sprzężenia defektów topologicznych do pola elektromagnetycznego.



Rys. 8 Czulość optycznego zegara atomowego na obecność defektów topologicznych ciemnej materii. Kiedy zegar przechodzi przez defekt topologiczny obecność ciemnej materii zaburza wartość stałej struktury subtelnej α . To przesuną częstotliwość przejścia atomowego względem częstotliwości modu wężki optycznej. Różne czulości atomów i wężki na zmiany α sprawiają, że już pojedynczy optyczny zegar atomowy jest czuły na postulowane defekty topologiczne ciemnej materii.

W pracy [4] pokazaliśmy, że pojedynczy optyczny zegar atomowy jest czuły na zmiany stałej struktury subtelnej α oraz wykorzystaliśmy to do wyznaczenia (jest pierwszy tego typu eksperyment wykorzystujący optyczne zegary atomowe) ograniczenia na siłę sprzężenia się

defektów topologicznych ciemnej materii do pola elektromagnetycznego. Nasze podejście pokazane jest na Rys. 8. Wykorzystujemy w nim fakt, że każdy optyczny zegar atomowy jest wyposażony w dwa niezależne wzorce częstości: zimne atomy (ich wąskie przejście elektronowe) oraz wnękę optyczną. Aby pokazać, że pojedynczy zegar jest czuły na zmiany α należy pokazać, że czułości obu tych wzorców częstości na zmiany α są różne. W tym celu należy zapisać elektronową część równania Schrödingera (w przybliżeniu Borna–Oppenheimera) dla układu złożonego z n elektronów i m jąder

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m_e} \sum_{i=1}^n \nabla_{r_i}^2 - \alpha \hbar c \sum_{i,j=1}^{n,m} \frac{Z_j}{r_{ji}} + \frac{1}{2} \alpha \hbar c \sum_{i,k=1}^{n,n} \frac{1}{r_{ik}} \right) \psi = E \psi,$$

gdzie m_e to masa elektronu, Z_j liczba protonów w j -tym jądrze, $r_{ji} = |R_j - r_i|$ oraz $r_{ik} = |r_i - r_k|$. R_j oraz r_i to odpowiednio współrzędne j -tego jądra i i -tego elektronu. Całkowita zależność od α pochodzi z transformacji powyższego równania do współrzędnych bezwymiarowych: $\epsilon = E/E_h$ oraz $x_i = r_i/a_0$, $x_{ji} = r_{ji}/a_0$ oraz $x_{ik} = r_{ik}/a_0$, gdzie $E_h = \alpha^2 m_e c^2$ oraz $a_0 = \hbar/(m_e \alpha c)$. Z tej transformacji widać wprost, że (w jednostkach SI) energie skalują się jak $E \propto \alpha^2$ (stąd też widać, że częstości przejść atomowych skaluje się jak $\omega^{at} \propto \alpha^2$) i liniowe wymiary skalują się jak $\propto \alpha^{-1}$. To skalowanie $\propto \alpha^{-1}$ dla wymiarów liniowych dotyczy w szczególności odstępników we wnękach optycznych które ustalają odległość między zwierciadłami wnęki, skąd wynika że częstość modów podłużnych wnęki skaluje się jak $\omega^{cov} \propto \alpha^1$. Analiza ta pokazuje, że oba wzorce częstości (ω^{cov} oraz ω^{at}) cechują się różną czułością na zmiany α . Dla większości optycznych zegarów atomowych zachodzi $\omega^{cov} \approx \omega^{at}$ (tę w przybliżeniu wspólną wartość oznaczamy jako ω_0). Jeśli zdefiniujemy $d\omega_0 = d(\omega^{at} - \omega^{cov})$ wówczas

$$\frac{d\omega_0}{\omega_0} = K_\alpha \frac{d\alpha}{\alpha},$$

gdzie K_α to czułość pojedynczego optycznego zegara atomowego na zmiany α . Wprost można wykazać, że z zależności $\omega^{at} \propto \alpha^2$ oraz $\omega^{cov} \propto \alpha^1$ wynika, że $K_\alpha = 1$. W ogólności, w obliczeniach tych powinno uwzględnić się też poprawki relatywistyczne do K_α , lecz dla większości pierwiastków używanych jako wzorce atomowe są one zaniedbywalne. W naszym pomiarze wykorzystaliśmy atomy Sr dla których czułość z uwzględnieniem poprawki relatywistycznej wynosi $K_\alpha = 1.06$ (dla cięższych pierwiastków poprawka ta jest większa lecz ciągle rzędu jedności; np. dla dużo cięższej rtęci wartość z uwzględnieniem poprawki relatywistycznej wynosi $K_\alpha = 1.8$).

W pracy [H4] pomiar został wykonany przy użyciu dwóch optycznych zegarów atomowych bazujących na atomach ^{88}Sr spulapkowanych w sieciach optycznych [Bober2015, Morzyński2015] (oba zegary znajdują się w Krajowym Laboratorium FAMO w Toruniu). Oba zegary jednocześnie zarejestrowały przebiegi o długości 12 godzin pracując w trybie synchronicznym (tryb synchroniczny oznacza, że aktywne części cyklu zegarowego pokrywały się w obu zegarach). Do analizy tych przebiegów wykorzystaliśmy funkcję korelacji wzajemnej

$$(r_1 * r_2)(\Delta t) = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} r_1(t) r_2(t + \Delta t) dt,$$

gdzie $r_1(t)$ and $r_2(t)$ to przebiegi odpowiednio z pierwszego i drugiego zegara (przez przebieg rozumiemy różnicę $\omega^{at} - \omega^{cov}$), t_1 and t_2 to początek i koniec korelowanych przedziałów.

PK Dzik

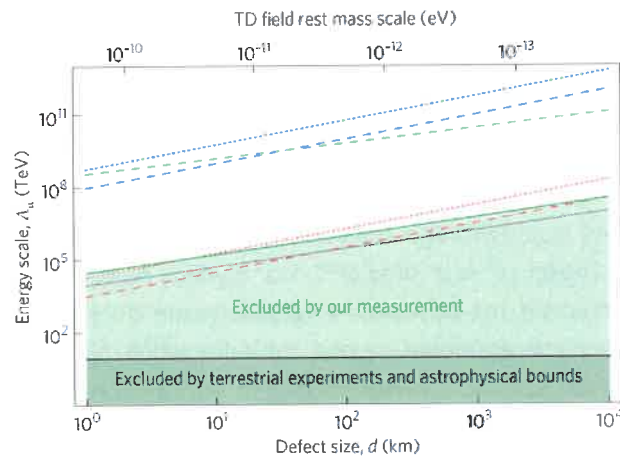
Ograniczenie na chwilowe zaburzenie α można wyznaczyć z amplitudy funkcji korelacji wzajemnej, A_0 , jako

$$\frac{\delta\alpha}{\alpha} < \frac{1}{K_\alpha} \frac{\sqrt{A_0/\eta_T}}{\omega_0},$$

gdzie η_T to stosunek długości trwania spodziewanego sygnału ciemnej materii do długości korelowanych przebiegów. W pracy [H4] pokazaliśmy, że ograniczenie to może być wprost przetłumaczone na organicznie na siłę sprzęgania się pola ciemnej materii do pola elektromagnetycznego

$$\Lambda_\alpha > d^{1/2} \sqrt{\frac{\eta_T}{A_0}} \rho_{\text{TDM}} \hbar c K_\alpha \mathcal{T} v \omega_0,$$

gdzie d to szerokość defektu topologicznego, ρ_{TDM} to średnia gęstość ciemnej materii, \mathcal{T} to czas pomiędzy kolejnymi defektami topologicznymi oraz v to względna szybkość defektu. Na Rys. 9 pokazano wyznaczone w [H4] ograniczenie na Λ_α , patrz zielona krzywa. Ograniczenie to nie tylko poprawia dotychczasowe wartości o kilka rzędów wielkości, ale też jest porównywalne z najlepszym ograniczeniem jakie można by uzyskać wykorzystując sieć zegarów atomowych znajdujących się na satelitach GPS [Derevianko2014], pomimo tego, że w analizie z Ref. [Derevianko2014] założono dużo bardziej optymistyczny warunek $\mathcal{T} = 1$ rok.



Rys. 9 Ograniczenie na siłę sprzęgania się ciemnej materii w postaci defektów topologicznych do pola elektromagnetycznego. Szara i zielona linia to ograniczenie wyznaczone z naszego pomiaru [H4] poprzez korelowanie odpowiednio całych przebiegów i tylko ich małych fragmentów. Przerwaną niebieską i czerwoną linię wzięto bezpośrednio z Ref. [Derevianko2014]. Przedstawiają one potencjalnie najlepsze ograniczenia jakie można wyznaczyć używając transkontynentalnej sieci optycznych zegarów atomowych (linia niebieska) i zegarów GPS (linia czerwona). Ograniczenia te okazały się jednak niedoszacowane – właściwe limity przedstawione są za pomocą niebieskiej i czerwonej linii kropkowanej. Zielona przerywana linia to nasze oszacowanie potencjalnie najlepszego wyniku jaki może być uzyskany naszą metodą zakładając te same warunki jak w Ref. [Derevianko2014].

Jedną z głównych zalet naszego podejścia [H4], w przeciwieństwie do oryginalnego pomysłu [Derevianko2014], jest to że nie jest ono ograniczone przez konieczność konstruowania odpowiednich połączeń światłowodowych (z systemami kompensowania szumów) pomiędzy

laboratoriami, co jest kluczowym aspektem w przypadku konstruowania międzykontynentalnej sieci takich czujników. Własność ta wynika z faktu, że w naszym podejściu częstotliwości optyczne porównywane są lokalnie i niezależnie w każdym z optycznych atomowych zegarów. To nie tylko sprawia, że to jest dużo prostsze do zastosowania w budowie globalnej sieci, ale też jest zupełnie niewrażliwe na problem szumów światłowodowych, które istotnie pogarszają możliwości globalnej sieci nawet przy zastosowaniu nowoczesnych układów kompensujących szumy fazowe [Calonico2015]. W ostatniej pracy składającej się na zgłaszane tu osiągnięcie, Ref. [H5], wykorzystujemy te własności metody opisanej w Ref. [H4] do skonstruowania pierwszej globalnej (w skali Ziemi) sieci optycznych zegarów atomowych, której celem jest poszukiwanie defektów topologicznych ciemnej materii oraz innych efektów związanych z chwilowymi zaburzeniami stałej struktury subtelnej α . Na Rysunku 10 pokazano strukturę tej sieci. Na tym etapie, sieć skonstruowana jest z czterech czujników (optycznych zegarów atomowych) znajdujących się w laboratoriach na trzech kontynentach:

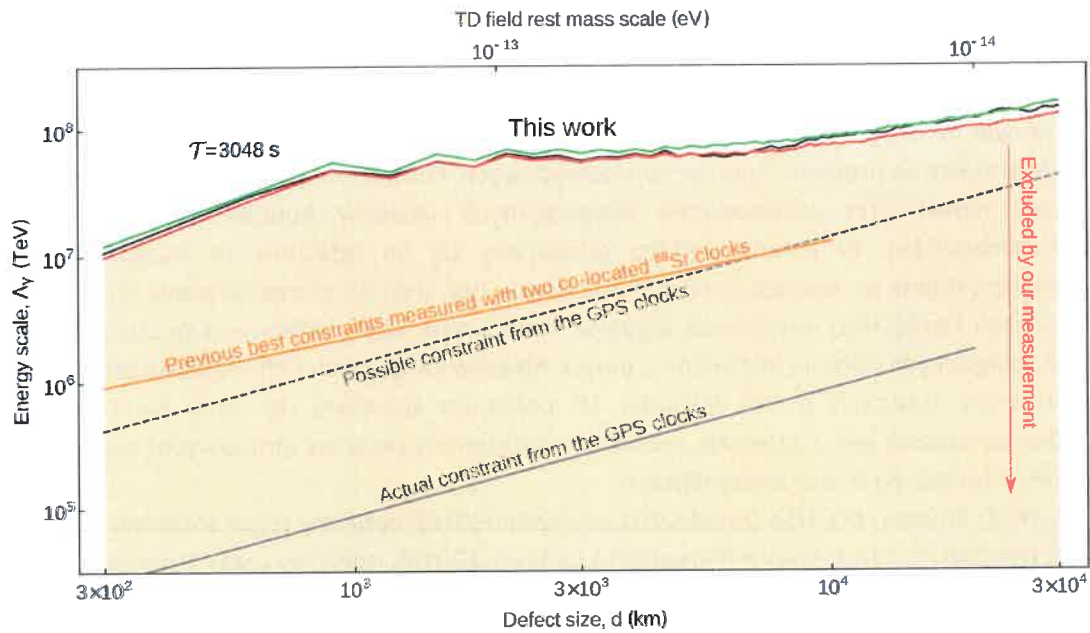
1. NIST, Boulder, CO, USA [Hinkley2013,Schioppo2016], optyczny zegar atomowy oparty na ^{171}Yb ,
 2. LNE-SYRTE, Paryż, France [Targat2013,Lodewyck2016], optyczny zegar atomowy oparty na ^{87}Sr ,
 3. KL FAMO, Toruń, Poland [Morzyński2015,Bober2015], optyczny zegar atomowy oparty na ^{88}Sr ,
 4. NICT, Tokyo, Japan [Hachisu2015, Hachisu2018], optyczny zegar atomowy oparty na ^{87}Sr .
- Pomiary były prowadzone od 9 stycznia do 17 grudnia 2015 (odpowiednio 11, 24, 42 oraz 54 dni w laboratoriach NIST, LNE-SYRTE, KL FAMO i NICT). Łącznie dane te pokrywają 114 dni.



Rys. 10 Globalna sieć optycznych zegarów atomowych [H5].

W naszych poszukiwaniach defektów topologicznych opartych na globalnej sieci zegarów [H5] wykorzystaliśmy najdłuższe wspólne przebiegi dla każdej pary zegarów. Ich długości wynosiły 3336 s dla porównania NIST i LNE-SYRTE, oraz 13533 s dla porównania LNE-SYRTE i KL FAMO. Wyznaczone z tych danych nowe ograniczenie na siłę sprzęgania się ciemnej materii do pola elektromagnetycznego, tj. na skalę energii Λ_ν , pokazano na Rys. 11, patrz czerwona linia (parametr Λ_ν jest tym samym co parametr Λ_α z Rys. 9; w literaturze funkcjonują równolegle dwa oznaczenia). Dzięki włączeniu do sieci jednych najlepszych na świecie optycznych zegarów atomowych oraz dzięki faktowi, że korelowano przebiegi z odległych zegarów (które są zupełnie nieczułe na wspólne lokalne szumy, co ograniczało wynik z Ref. [H4]) nowe ograniczenie z Rys. 11 [H5] jest około rząd wielkości silniejsze od poprzedniego [H4] (patrz Rys. 9 i pomarańczowa linia na Rys. 11).

Rob. Uścił



Rys. 11 Ograniczenie (95% poziom ufności, linia czerwona) na siłę sprzężenia między polem ciemnej materii (dla przypadku defektów topologicznych) a polem elektromagnetycznym (wyrażone przez skalę energii Λ_γ) wyznaczone przy użyciu globalnej sieci zegarów [H5]. Czarna i zielona linia przedstawiają odpowiednio wyniki dla bezpośredniego dopasowania i dla 5% poziomu ufności. Pomarańczowa linia to poprzedni najlepszy limit [H4]. Szara ciągła i przerywana linia to zmierzony i oszacowany osiągalny limit dla zegarów na satelitach GPS

W pracy [H5] rozważyliśmy nie tylko sprzężenie hipotetycznych defektów topologicznych do pola elektromagnetycznego, lecz również sprzężenie hipotetycznych oscylujących masywnych pól skalarnych które manifestowałyby się jako harmonicznie oscylujące zaburzenie stałej struktury subtelnej. W tym scenariuszu przebiegi z zegarów zaburzone byłyby z częstotliwością ω , która wiąże się z masą pola skalarnego $m_\phi = \hbar\omega/c^2$. W tej analizie, ukierunkowanej na poszukiwania oscylujących masywnych pól skalarnych, użyliśmy wszystkich dostępnych danych z 114 dni z wszystkich laboratoriów. W tym wypadku rozważyliśmy sprzężenie liniowe, którego wielkość wyrażona jest przez bezwymiarowy parametr

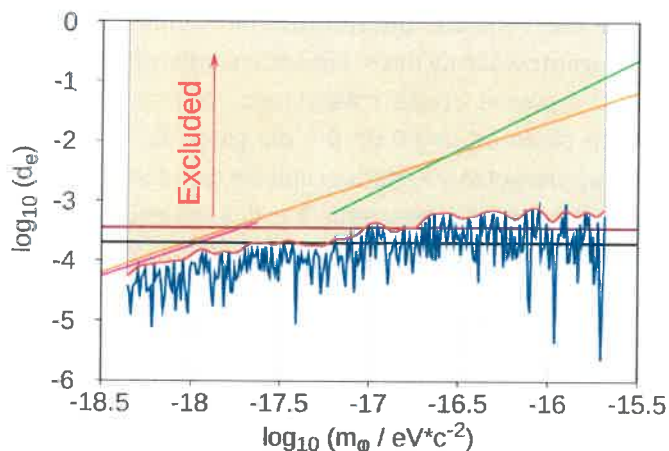
$$d_e = \frac{M_P c^2}{\sqrt{4\pi\Lambda_{\gamma,1}}},$$

gdzie $M_P c^2 = 1.2 \times 10^{19}$ GeV to energia Plancka [Kalaydzhyan2017]. W naszej analizie danych [Scargle1982] wykorzystaliśmy procedurę użytą w Ref. [Tilburg2015, Hees2016]. Dla każdej rozważonej częstotliwości, ω , dopasowaliśmy do znormalizowanych przebiegów z wszystkich zegarów funkcję postaci $R(t) = B + A(\omega) \cos(\omega t + \phi)$. Dopasowana amplituda, A , pozwala wyliczyć ograniczenie na siłę sprzężenia ciemnej materii do pola elektromagnetycznego [H5]

$$d_e < \sqrt{\frac{A^2(\omega)\omega^2 c^2}{\rho_{DM} 8\pi G}},$$

gdzie G to stała grawitacji. Na Rysunku 12 pokazano wyniki naszej analizy. Niebieska linia odpowiada bezpośredniemu dopasowaniu, a czerwona linia to nasze ostateczne ograniczenie mające statystyczną interpretację 95% poziomu ufności [H5]. Nasze ograniczenie w szerokim zakresie jest istotnie lepsze od wcześniejszych limitów wyznaczonych spektroskopowo przy użyciu

mikrofalowych zegarów atomowych [Hees2016] i spektroskopii atomów dysprozu [Tilburg2015] oraz jest komplementarne do eksperymentów wykorzystujących zupełnie inne techniki związane z doświadczeniami nad testowaniem zasady równoważności [Williams2004, Schlamminger2008] i ostatnio przeprowadzonym eksperymentem MICROSCOPE [Bergé2018].



Rys. 12 Ograniczenie na stałą sprzężenia d_e (95% poziom ufności, czerwona linia). Niebieska linia to wynik bezpośredniego dopasowania. Linia różowa i pomarańczowa to wyniki (95% poziomy ufności) z Ref. [Hees2016] i [Tilburg2015]. Zielona linia to limit wyznaczony z analizy stabilności pojedynczego optycznego zegara atomowego [Kalaydzhyan2017]. Brązowa linia to limit wyznaczony w oparciu o wyniki doświadczenia nad testowaniem zasady równoważności [Williams2004, Schlamminger2008]. Czarna linia to limit wyznaczony z eksperymentu MICROSCOPE [Bergé2018].

W pracach [H4] i [H5] rozwinęliśmy nowe metody poszukiwania nowych hipotetycznych pól skalarnych które mogą wyjaśnić problem ciemnej materii. Prace skupiały się na ich potencjalnym sprzęganiu się do pola elektromagnetycznego co manifestowałoby się jako zaburzenie stałej struktury subtelnej α . Pokazaliśmy, że już jeden optyczny zegar atomowy jest czuły na zmiany α . Wykorzystaliśmy tę własność do skonstruowania pierwszej globalnej sieci optycznych zegarów atomowych, której celem są poszukiwania ciemnej materii. W przypadku defektów topologicznych nasze limity na siłę sprzęgania się ciemnej materii do pola elektromagnetycznego istotnie przekraczały wcześniejsze ograniczenia. W przypadku oscylujących masywnych pól skalarnych nasze ograniczenia istotnie przekraczały wyniki uzyskane przy pomocy innych technik spektroskopowych i osiągnęły podobny poziom do innych niezależnych eksperymentów.

5. Pozostałe osiągnięcia naukowo-badawcze:

5.1 Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo-badawczych

Poza osiągnięciami opisanymi w Rozdziale 4, po otrzymaniu stopnia doktora byłem zaangażowany w kilka innych projektów badawczych:

- **Pomiary i analiza widm elektronowych z wysokowzbudzonym wibracyjnym stopniem swobody ($v = 11$) w molekułe H_2 [P1].** Byłem odpowiedzialny za analizę Starkowsko zaburzonych kształtów linii rotacyjno-wibracyjno-elektronowych w molekułe H_2 (poprawny opis zaburzeń kształtów linii jest krytyczny dla poprawnego wyznaczenia energii przejść). Ta praca stanowiła pierwszą dokładną eksperymentalną

Paul U. K.

walidację obliczeń *ab initio* struktury molekuly H_2 dla stanów o wysokim wzbudzeniu wibracyjnym.

- **Obliczenia *ab initio* parametrów kształtów linii dla układu molekuly H_2 zaburzonej atomami helu** [P2, P3, P4]. Byłem zaangażowany w przygotowywanie potencjału, obliczenia zderzeniowe, interpretowanie wyników i analizę kształtów linii. W pracy [P2] zaprezentowaliśmy nasze pierwsze wyniki dla linii Q(1) z pasma fundamentalnego i linii S(1) z pasma czysto rotacyjnego. W pracy [P3] rozszerzyliśmy tę analizę dla wszystkich pasm od $v=0-0$ do $0-5$ dla gałęzi Q. W końcu w pracy [P4] wykonaliśmy obliczenia parametrów kształtów linii dla tych samych pasm ale dla gałęzi O oraz S. Ten projekt jest ważny dla tworzenia baz linii molekularnych które wykorzystywane są w spektroskopowych badaniach atmosfery Ziemi i innych planet i egzoplanet.
- **Rozwijanie nowych technik spektroskopowych wykorzystujących wnęki optyczne o bardzo wysokiej finezji** [P5, P6]. W ramach tego projektu byłem współodpowiedzialny za budowanie i rozwijanie układu doświadczalnego. W pracy [P5] byłem również zaangażowany w pomiary i analizę danych. Praca [P5] poświęcona jest porównaniu widm dyspersyjnych zmierzonych techniką *one-dimensional cavity mode dispersion spectroscopy* (1D-CMDS) ze standardowymi widmami absorpcyjnymi zmierzonymi techniką *cavity ring-down spectroscopy* (CRDS). Praca [P6] zorientowana jest na wykorzystaniu techniki 1D-CMDS w ultradokładnych pomiarach położenia linii molekularnych. Ten projekt [P5, P6] dostarczył nową eksperymentalną technikę pozwalającą zredukować błędy aparaturowe w ultradokładnej spektroskopii molekularnej.
- **Rozwijanie najpowszechniej używanej bazy danych widm molekularnych HITRAN** [P7, P8]. W ramach tego projektu byłem odpowiedzialny za rozwijanie nowej parametryzacji dla zderzeniowych efektów kształtów linii wychodzących poza prosty model Voigta oraz za skonstruowanie kompletnej bazy danych w ramach tej parametryzacji dla układu H_2 . W pracy [P7] opublikowano nowy kod komputerowy (HITRAN Application Programming Interface, HAPI) który pozwala użytkownikom bazy HITRAN korzystać z jej zawansowanej struktury. W pracy [P8] opublikowano najnowszą, 2016, edycję bazy HITRAN.
- **Rozwijanie nowych metod opisu zawansowanych efektów kształtów linii widmowych molekuł** [P9]. W tej pracy przeanalizowaliśmy dyspersyjne poprawki do profilu Gaussa. Ja byłem odpowiedzialny za obliczenia efektów relatywistycznych manifestujących się w kształtach linii molekularnych oraz za sprawdzenie poprawności wyprowadzeń poprawek dyspersyjnych. Analiza ta jest istotna dla pomiarów silnych przejść molekularnych z wysokim stosunkiem sygnału do szumu ($>10^5$).
- **Analiza kształtów linii widm Ramanowskich molekuly D_2 zaburzonej przez He i przez D_2** [P10, P11]. W tym projekcie byłem odpowiedzialny za analizę kształtów linii. W pracy [P10] testowaliśmy nasze obliczenia *ab initio* rozpraszania kwantowego na bardzo dokładnych widmach Ramana. Praca [11] skupiała się na dokładnym wyznaczeniu energii przejść rotacyjnych w D_2 .

5.2 Pozostałe artykuły naukowe opublikowane po uzyskaniu stopnia doktora (nie ujęte w Rozdziale 4):

- P 1. T. Madhu Trivikram, M. L. Niu, P. Wcisło, W. Ubachs, E. J. Salumbides, *Precision measurements and test of molecular theory in highly excited vibrational states of H_2 ($v = 11$)*, Appl. Phys. B 122, 294 (2016)
- P 2. F. Thibault, P. Wcisło, R. Ciuryło, *A test of H_2 -He potential energy surfaces*, Eur. Phys. J. D 70, 236 (2016)
- P 3. F. Thibault, K. Patkowski, P. S. Żuchowski, H. Jóźwiak, R. Ciuryło, P. Wcisło, *Rovibrational line-shape parameters for H_2 in He and new H_2 -He potential energy surface*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 202, 308 (2017)
- P 4. H. Jóźwiak, F. Thibault, N. Stolarczyk, P. Wcisło, *Ab initio line-shape calculations for the S and O branches of H_2 perturbed by He*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 219, 313 (2018)
- P 5. A. Cygan, S. Wójtewicz, M. Zaborowski, P. Wcisło, R. Guo, R. Ciuryło, D. Lisak, *One-dimensional cavity mode-dispersion spectroscopy for validation of CRDS technique*, Meas. Sci. Technol. 27, 045501 (2016)
- P 6. A. Cygan, S. Wójtewicz, G. Kowzan, M. Zaborowski, P. Wcisło, J. Nawrocki, P. Krehlik, Ł. Śliwczyński, M. Lipiński, P. Masłowski, R. Ciuryło, D. Lisak, *Absolute molecular transition frequencies measured by three cavity-enhanced spectroscopy techniques*, J. Chem. Phys 144, 214202 (2016)
- P 7. R. V. Kochanov, I. E. Gordon, L. S. Rothman, P. Wcisło, C. Hill, J. S. Wilzewski, *HITRAN Application Programming Interface (HAPI): A comprehensive approach to working with spectroscopic data*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 177, 15 (2016)
- P 8. I. E. Gordon, L. S. Rothman, ..., P. Wcisło, S. Yuh, E. J. Zak, *The HITRAN2016 molecular spectroscopic database*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 203, 3 (2017)
- P 9. S. Wójtewicz, P. Wcisło, D. Lisak, R. Ciuryło, *Dispersion corrections to the Gaussian profile describing the Doppler broadening of spectral lines*, Phys. Rev. A 93, 042512 (2016)
- P 10. R. Z. Martínez, D. Bermejo, F. Thibault, P. Wcisło, *Testing the ab initio quantum-scattering calculations for the D_2 -He benchmark system with stimulated Raman spectroscopy*, J. Raman Spectrosc. 49, 1339 (2018)
- P 11. R. Z. Martínez, D. Bermejo, P. Wcisło, F. Thibault, *Accurate wavenumber measurements for the $S_0(0)$, $S_0(1)$ and $S_0(2)$ pure rotational Raman lines of D_2* , J. Raman Spectrosc. (2018), doi: 10.1002/jrs.5499

Bibliografia

- [Bergé2018] J. Bergé, P. Brax, G. Métris, M. Pernot-Borràs, P. Touboul, J.-P. Uzan, Phys. Rev. Lett. 120, 141101 (2018)
- [Bober2015] M. Bober, P. Morzyński, A. Cygan, et al., Measurement Science and Technology 26, 075201 (2015)
- [Calonico2015] D. Calonico, M. Inguscio, F. Levi, Europhys. Lett. 110, 1 (2015)
- [Campargue2012] A. Campargue, S. Kassi, K. Pachucki, J. Komasa, Phys. Chem. Chem. Phys. 14, 802 (2012)



- [Cheng2012] C.-F. Cheng, Y. R. Sun, H. Pan, J. Wang, A.-W. Liu, A. Campargue, S.-M. Hu, *Phys. Rev. A* 85, 024501 (2012).
- [Cygan2015] A. Cygan, P. Wcisło, S. Wójtewicz, P. Masłowski, J.T. Hodges, R. Ciuryło, D. Lisak, *Opt. Express* 23, 14472 (2015)
- [Cygan2016] A. Cygan, S. Wójtewicz, G. Kowzan, M. Zaborowski, P. Wcisło, J. Nawrocki, P. Krehlik, Ł. Śliwczyński, M. Lipiński, P. Masłowski, R. Ciuryło, D. Lisak, *J. Chem. Phys.* 144, 214202 (2016)
- [Czachorowski2018] P. Czachorowski, M. Puchalski, J. Komasa, K. Pachucki, *Phys. Rev. A* (in press)
- [Derevianko2014] A. Derevianko, M. Pospelov, *Nat. Phys.* 10, 933 (2014)
- [Diddams2000] S. A. Diddams, D. J. Jones, J. Ye, S. T. Cundiff, J. L. Hall, J. K. Ranka, R. S. Windeler, R. Holzwarth, T. Udem, and T. W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* 84, 5102 (2000)
- [Drever1983] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley, H. Ward, *Appl. Phys. B* 31, 97 (1983)
- [Ghysels2017] M. Ghysels, Q. Liu, A. J. Fleisher, J. T. Hodges, *Appl. Phys. B* 123, 124 (2017)
- [Gordon1954] J. P. Gordon, H. J. Zeiger, C. H. Townes, *Phys. Rev.* 95, 282 (1954)
- [Gordon1955] J. P. Gordon, H. J. Zeiger, C. H. Townes, *Phys. Rev.* 99, 1264 (1955)
- [Gordon2017] I.E. Gordon, L.S. Rothman, ..., P. Wcisło, S. Yuh, E. J. Zak, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* 203, 3 (2017)
- [Gupta2007] M. Gupta, T. Owano, D. S. Baer, A. O’Keefe, *Chem. Phys. Lett.* 441, 204 (2007)
- [Hachisu2015] H. Hachisu, T. Ido, *Jpn. J. Appl. Phys.* 54, 112401 (2015)
- [Hachisu2018] H. Hachisu, F. Nakagawa, Y. Hanado, T. Ido, *Scientific Reports* 8, 4243 (2018)
- [Hees2016] A. Hees, J. Guéna, M. Abgrall, S. Bize, P. Wolf, *Phys. Rev. Lett.* 117, 061301 (2016)
- [Hinde2008] R. J. Hinde, *J. Chem. Phys.* 128, 154308 (2008)
- [Hinkley2013] N. Hinkley, J. A. Sherman, N. B. Phillips, et al., *Science* 341, 1215 (2013)
- [Hutson1994] J. M. Hutson, S. Green, Molscat computer code, version 14. MOLSCAT computer code, version 14, distributed by Collaborative Computational Project No 6 of the UK Science and Engineering Research Council (1994)
- [Jóźwiak2018] H. Jóźwiak, F. Thibault, N. Stolarczyk, P. Wcisło, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* 219, 313 (2018)
- [Kalaydzhyan2017] T. Kalaydzhyan, N. Yu, *Phys. Rev. D* 96, 075007 (2017)
- [Kassi2012] S. Kassi, A. Campargue, K. Pachucki, J. Komasa, *J. Chem. Phys.* 136, 184309 (2012)
- [Kassi2014] S. Kassi, A. Campargue, *J. Mol. Spectrosc.* 300, 55 (2014)
- [Komasa2011] J. Komasa, K. Piszczatowski, G. Łach, M. Przybytek, B. Jeziorski, K. Pachucki, *J. Chem. Theory Comput.* 7, 3105 (2011)
- [Lin2015] H. Lin, Z. D. Reed, V. T. Sironneau, and J. T. Hodges, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* 161, 11 (2015)
- [Lodewyck2016] J. Lodewyck, S. Bilicki, E. Bookjans, et al., *Metrologia* 53, 1123 (2016)
- [Ludlow2015] A. D. Ludlow, M. M. Boyd, J. Ye, E. Peik, P. O. Schmidt, *Rev. Mod. Phys.* 87, 637 (2015)
- [Miller2005] C.E. Miller, L.R. Brown, R.A. Toth, D.C. Benner, V.M. Devi, *C. R. Phys.* 6, 876 (2005)
- [Monchick1986] L. Monchick, L. W. Hunter, *J. Chem. Phys.* 85, 713 (1986)
- [Mondelain2016] D. Mondelain, S. Kassi, T. Sala, D. Romanini, D. Gatti, A. Campargue, *J. Mol. Spectrosc.* 326, 5 (2016)
- [Morville2005] J. Morville, S. Kassi, M. Chenevier, D. Romanini, *Appl. Phys. B* 80, 1027 (2005)
- [Morzyński2015] P. Morzyński, M. Bober, D. Bartoszek-Bober, et al., *Scientific Reports* 5, 17495 (2015)
- [Pine1999] A. S. Pine, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* 62, 397 (1999)
- [Polyansky2015] O. L. Polyansky, K. Bielska, M. Ghysels, L. Lodi, N. F. Zobov, J. T. Hodges, and J. Tennyson, *Phys. Rev. Lett.* 114, 243001 (2015)

- [Roberts2017] B. M. Roberts, G. Blewitt, C. Dailey, M. Murphy, M. Pospelov, A. Rollings, J. Sherman, W. Williams, A. Derevianko, Nature Communications 8, 1195 (2017)
- [Salumbides2013] E. Salumbides, J. Koelemeij, J. Komasa, K. Pachucki, K. Eikema, W. Ubachs, Phys. Rev. D 87, 112008 (2013)
- [Salumbides2015] E. J. Salumbides, A. N. Schellekens, B. Gato-Rivera, W. Ubachs, New. J. Phys. 17, 033015 (2015)
- [Scargle1982] J. D. Scargle, Astrophys. J. 263, 835 (1982)
- [Schaefer1992] J. Schaefer, L. Monchick, Astron. Astrophys. 265, 859 (1992)
- [Schioppo2016] M. Schioppo, R. C. Brown, W. F. McGrew, et al., Nature Photonics 11, 48 (2016)
- [Schlamminger2008] S. Schlamminger, K.-Y. Choi, T. A. Wagner, J. H. Gundlach, E. G. Adelberger, Phys. Rev. Lett. 100, 041101 (2008)
- [Smith1989] W.H. Smith, C.P. Conner, J. Simon, W.V. Schempp, W. Macy, Icarus 81, 429 (1989)
- [Tan2014] Y. Tan, J. Wang, C.F. Cheng, X.Q. Zhao, A.W. Liu, S.M. Hu, J. Mol. Spectrosc. 300, 60 (2014)
- [Targat2013] R. Le Targat, L. Lorini, Y. Le Coq, et al., Nature communications 4, 2109 (2013)
- [Tilburg2015] K. Van Tilburg, N. Leefer, L. Bougas, D. Budker, Phys. Rev. Lett. 115, 011802 (2015)
- [Tran2013] H. Tran, N.H. Ngo, J.-M. Hartmann, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 129, 199 (2013)
- [Ubachs2016] W. Ubachs, J. Koelemeij, K. Eikema, E. Salumbides, J. Mol. Spectrosc. 320, 1 (2016)
- [Udem1999] T. Udem, J. Reichert, R. Holzwarth, and T. W. Hänsch, Opt. Lett. 24, 881 (1999)
- [Vilenkin1985] A. Vilenkin, Phys. Rep. 121, 263–315 (1985)
- [Wcislo2014] P. Wcisło, H. Tran, S. Kassi, A. Campargue, F. Thibault, R. Ciuryło, J. Chem. Phys. 141, 074301 (2014)
- [Wcislo2018] P. Wcisło, F. Thibault, M. Zaborowski, S. Wójtewicz, A. Cygan, G. Kowzan, P. Masłowski, J. Komasa, M. Puchalski, K. Pachucki, R. Ciuryło, D. Lisak, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 213, 41 (2018)
- [Williams2004] J. G. Williams, S. G. Turyshev, D. H. Boggs, Phys. Rev. Lett. 93, 261101 (2004)

P. Wcisło

