

Molecular Spectroscopy and Quantum Information

T. URBAŃCZYK¹, M. KROŚNICKI², M. STROJECKI³, J. KOPERSKI¹

¹Instytut Fizyki im. M. Smoluchowskiego, Uniwersytet Jagielloński

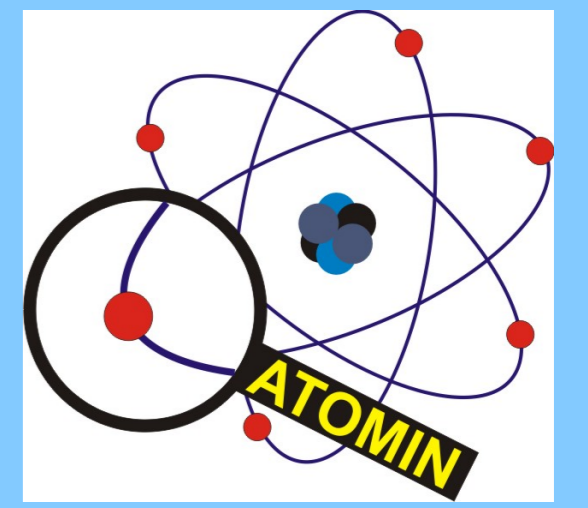
ul. Reymonta 4, 30-059 Kraków

²Instytut Fizyki Teoretycznej i Astrofizyki, Uniwersytet Gdański

ul. Wita Stwosza 57, 80-952 Gdańsk

³Instytut Katalizy i Fizykochemii Powierzchni, Polska Akademia Nauk

ul. Niezapominajek 8, 30-239 Kraków



Atomic Scale Science for Innovative Economy

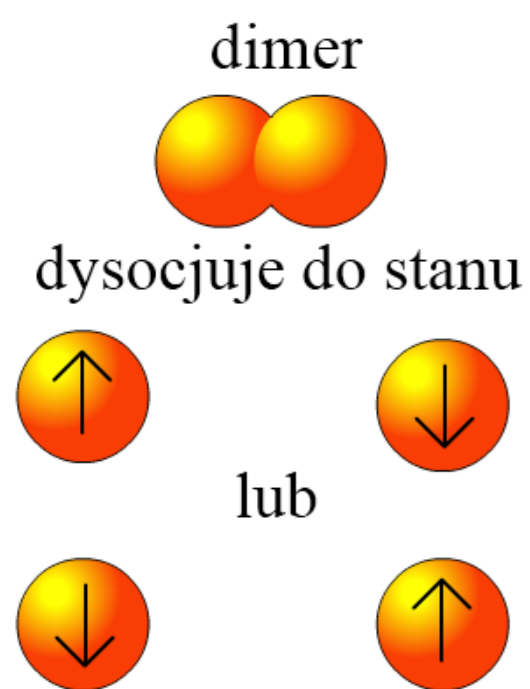
Wprowadzenie

Stan splątany to rodzaj skorelowanego stanu materii, w przypadku którego stan całego układu jest lepiej określony niż sumaryczny stan wszystkich elementów składowych tegoż układu. Innymi słowy ze stanem splątaniem mamy do czynienia wtedy, gdy funkcja falowa układu nie może być zapisana jako iloczyn funkcji falowych części składowych.

$$|\Psi\rangle = |\uparrow\rangle_A |\downarrow\rangle_B + |\downarrow\rangle_A |\uparrow\rangle_B$$

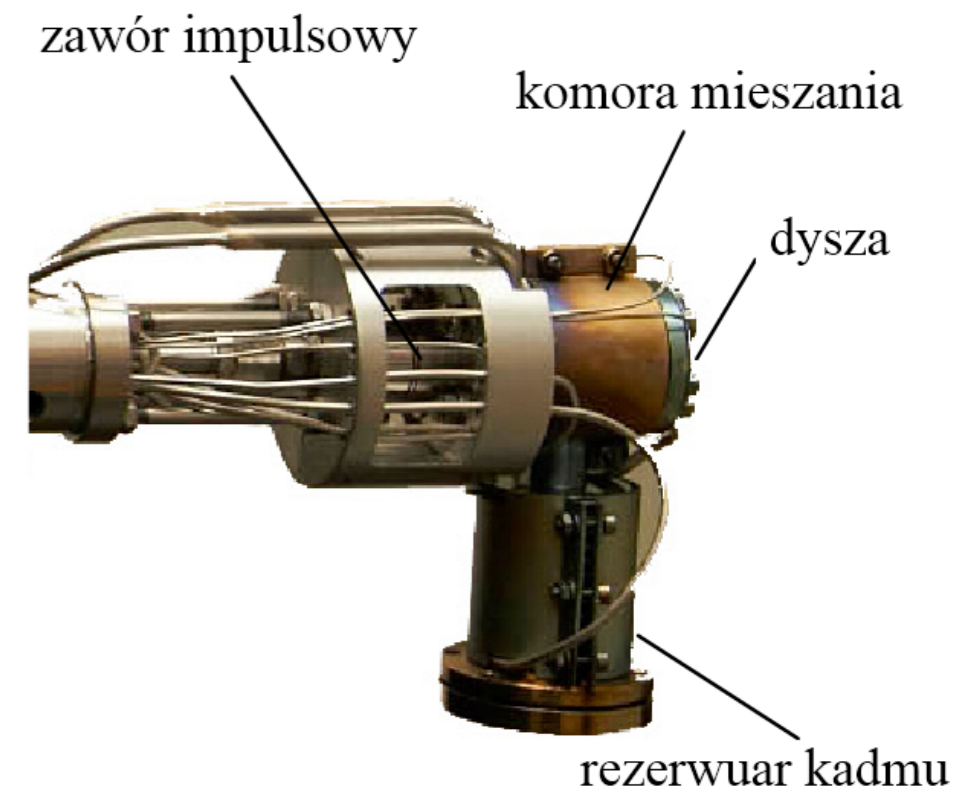
Rozważmy cząsteczkę dwuatomową w stanie 1S_0 (oznacza to, że ma ona zerowy kręt orbitalny, zerowy całkowity kręt spinowy oraz zerowy kręt całkowity) zbudowaną z atomów o całkowitym kręcie jądrowym równym 1/2. Jeśli cząsteczka ta ulegnie procesowi dysocjacji, to aby były spełnione zasady zachowania momentu pędu, orientacje spinów jądrowych powstałych atomów muszą być przeciwne. Jednakże do chwili detekcji któregokolwiek z atomów orientacja spinu poszczególnych atomów może przyjąć dowolną dozwoloną wartość (górną, dół) co oznacza, że atomy są w stanie splątanim. Dopiero proces detekcji ustala (w sposób losowy) orientację spinu badanego atomu a co za tym idzie także orientację spinu drugiego atomu wchodzącego w skład pary splątanej. Interesujące jest, że w przypadku splątania orientacje obu spinów ustalają się w momencie pomiaru orientacji któregokolwiek ze spinów i nie jest tu istotna odległość pomiędzy splątanimi obiektami. I właśnie ta pozornie nieskończona szybkość z jaką w momencie detekcji ustalane są parametry rozseparowanych przestrzennie obiektów splątanych stała u źródła sformułowania paradoksu EPR [1]. Autorzy paradoksu EPR argumentowali, że zgodnie z szczególną teorią względności (STW), informacje oraz oddziaływania nie mogą być przekazywane z prędkością większą niż prędkość światła w próżni.

Postulowali oni, że mechanika kwantowa jest teorią niepełną, czyli musi istnieć jakaś inna, głębsza, deterministyczna teoria, która już w momencie powstania pary splątanej określa końcowe orientacje spinu (tzw. teoria zmiennych ukrytych). Dopiero 30 lat po sformułowaniu paradoksu EPR, J.S. Bell udowodnił, że żadna teoria zmiennych ukrytych zgodna z STW nie jest w stanie opisać wszystkich zjawisk opisywanych przez mechanikę kwantową [2]. Bell pokazał, że przy założeniu realizmu lokalnego (jedno z założeń paradoksu EPR) istnieją statystyczne korelacje pomiędzy wynikami pewnych pomiarów zwane nierównościami Bella podczas gdy wyniki postulowane przez mechanikę kwantową łamią te nierówności. Nasz eksperyment, wzorowany na propozycji pracy E.S. Fry'a oraz współpracowników [3], umożliwi doświadczalne potwierdzenie łamania wspomnianych nierówności przez splątane atomy kadmu powstałe na skutek fotodysocjacji dimeru Cd_2 .



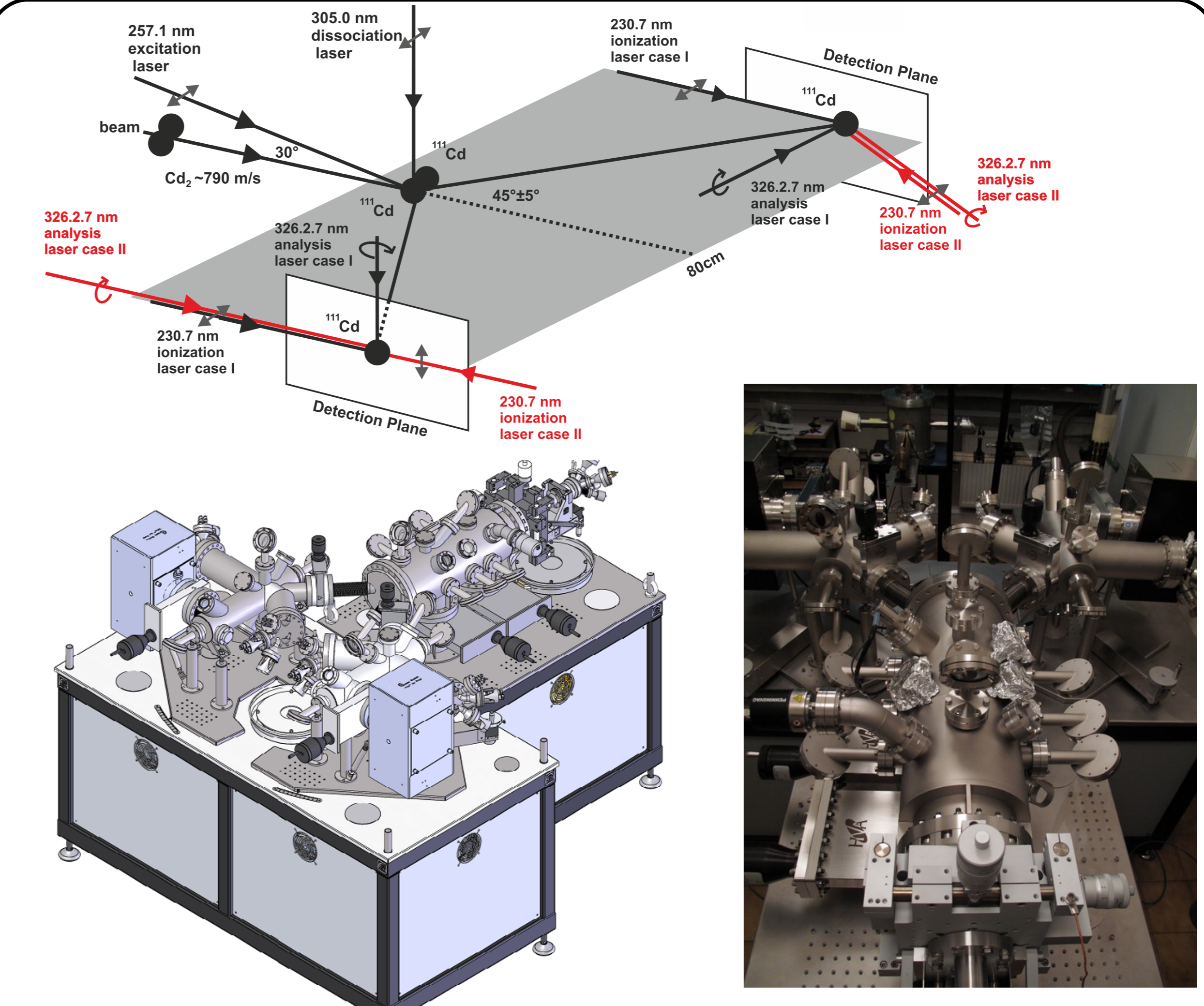
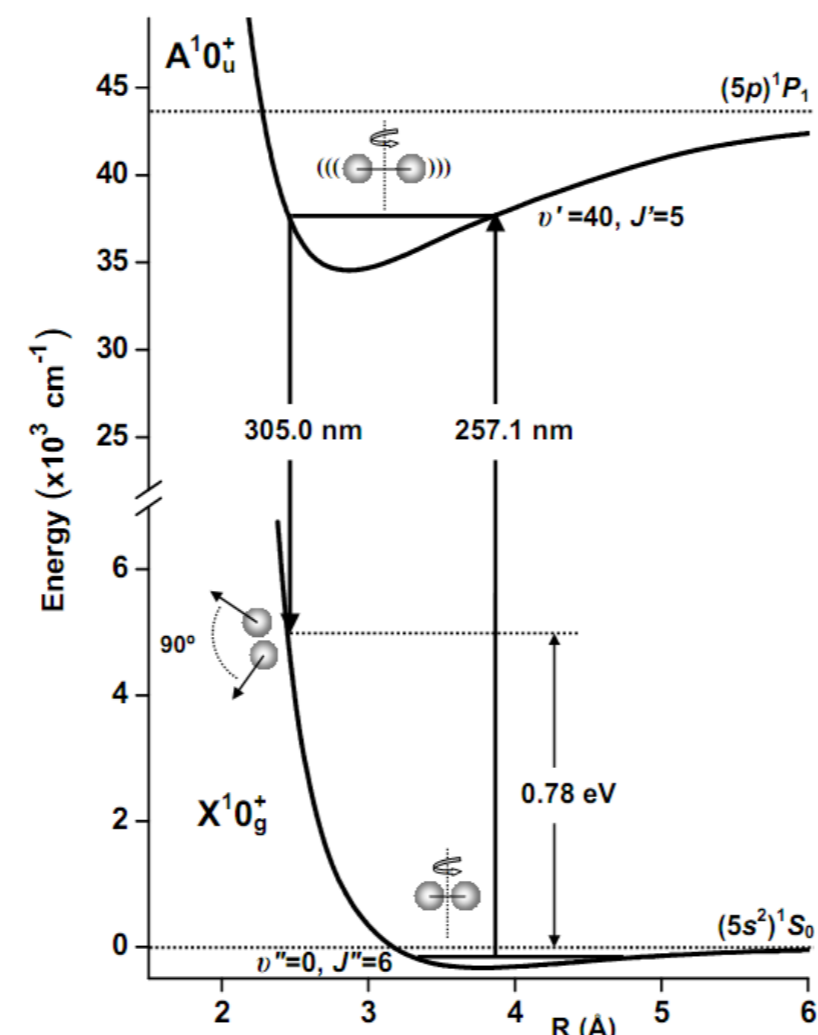
Produkcja dimerów kadmu $^{222}Cd_2$

W realizowanym eksperymencie dimery kadmu produkowane są metodą impulsowej wiązki naddźwiękowej. W stosowanej przez nas metodzie, kadm znajdujący się w rezerwarze (rysunek) podgrzewany do temperatury przekraczającej temperaturę topnienia (typowo około 600°C podczas gdy $T_m=321^\circ C$) na skutek czego jego pary przedostają się do komory mieszania gdzie ulegają wymieszaniu z atomami gazu nośnego (argon). W komorze mieszania znajduje się niewielka dysza (średnica rzędu 0.3mm) przez którą gazy z komory mieszania mogą wydostawać się do wnętrza komory próżniowej w której znajduje się moduł źródła. Ponieważ dysza jest zamykana przy użyciu specjalnej iglicy sterowanej zaworem elektromagnetycznym, powstająca wiązka naddźwiękowa ma charakter impulsowy. Podczas ekspansji przez wąską dyszę istnieją dogodne warunki do tworzenia molekuli van-der-waalsowskich takich jak Cd_2 lub $CdAr$, które to molekuly wchodzą w skład wiązki naddźwiękowej propagującej w komorze próżniowej. Jako że naturalny kadm zawiera 8 stabilnych izotopów wiązka naddźwiękowa zawiera aż 32 izotopologii dimerów Cd_2 (patrz rys. 3). Ponieważ jeden z izotopów kadmu (^{111}Cd) ma spin jądra ($F=1/2$) w wiązce naddźwiękowej znajdują się też dimery $^{222}Cd_2$ które nadają się do przeprowadzenia eksperymentu z testowaniem nierówności Bella.



Wytwarzanie par atomów w stanie splątanim

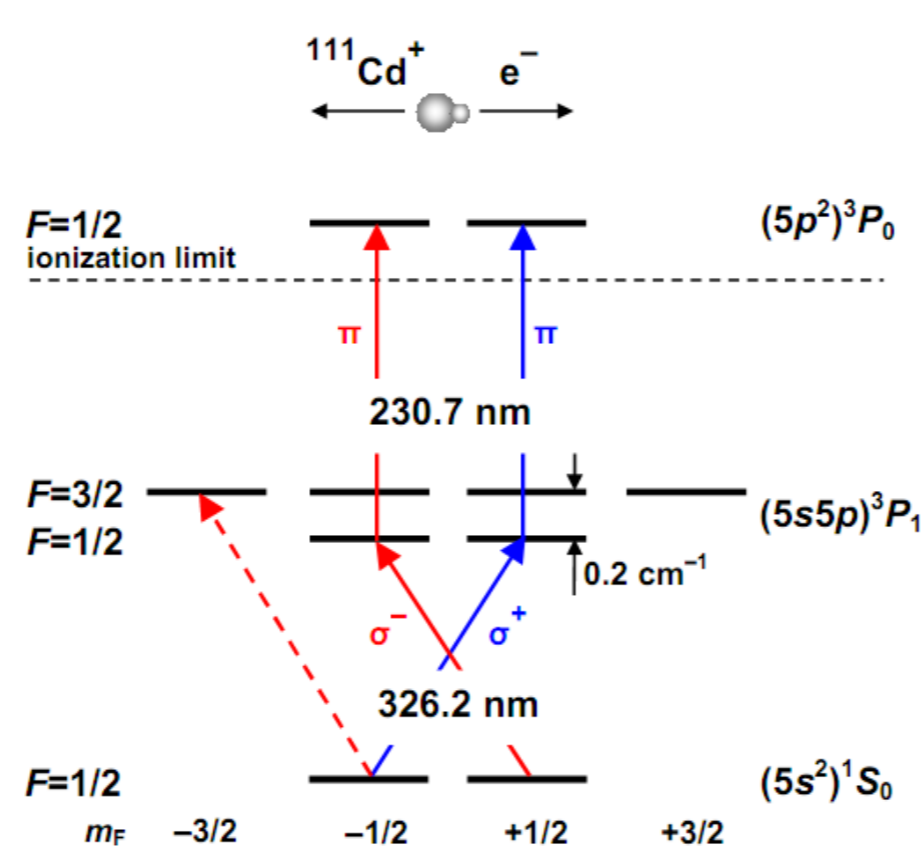
W realizowanym eksperymencie wiązka molekularna oddziaływać z wiązkami dwóch laserów o tak dobranych parametrach pracy aby pomiędzy stanami A^1_0 (5^1P_1) oraz X^1_0 (5^1S_0) zachodziło zjawisko stymulowanego przejścia Ramana (konfiguracja wiązek na rys 1). Schemat poziomów przejścia został zamieszczony na rysunku obok. Szacujemy, że przejście powinno zachodzić pomiędzy podpoziomami oscylacyjnymi ($v''=0, J''=6$) oraz ($v'=40, J'=5$). W realizowanym eksperymencie bardzo ważne jest by laser odpowiadający za wzbudzenie cząsteczki do poziomu A^1_0 był bardzo wąski spektralnie (wzbudzenie do pojedynczego podpoziomu rotacyjnego). W tym celu zostanie użyta trzecia harmoniczna impulsowego lasera aleksandrytowego (257.1nm, 30MHz). Za dysocjację cząsteczki będzie odpowiadał laser barwnikowy pompowany laserem YAG (305.0nm, 2GHz). Oczekujemy, że przy tak dobranych parametrach, kąt między atomami powstałymi w procesie dysocjacji będzie wynosił 90°, zaś ich energia kinetyczna w układzie środka masy będzie wynosić 0.78eV



Rys 1. U góry schemat ideowy eksperymentu. U dołu po lewej schemat układu eksperymentalnego, po prawej zdjęcie układu.

Detekcja orientacji spinu jądrowego

W celu detekcji orientacji spinu jądrowego zostanie zastosowana spionowo selektywna dwufotonowa metoda ekscytacyjno-jonizacyjna (two-photon excitation ionization method - TPEI). Schemat poziomów energetycznych oraz stosowanych wiązek laserowych znajduje się na rysunku obok. Stosowana metoda opiera się na założeniu, że spolaryzowana kołowo wiązka wzbudzająca jest na tyle wąska spektralnie, iż może ona wzbudzić atom jedynie do najniższego poziomu struktury nadsubtelnej stanu 5^3P_1 ($F=1/2$). W związku z czym, aby zasadam zachowania pędu stało się zadość atom o danej wartości F w stanie podstawowym może oddziaływać jedynie ze światłem o określonej polaryzacji (światło o nieodpowiedniej polaryzacji nie wzbudzi rozważanego atomu). Następnie wzbudzony atom jest poddawany jonizacji przy użyciu wiązki światła spolaryzowanej liniowo a produkty tej jonizacji mogą być rejestrowane przez detektory cząstek naładowanych. Wg rozważań teoretycznych, dla atomów ^{111}Cd , przerwa struktury nadsubtelnej stanu 5^3P_1 wynosi $0.2cm^{-1}$ w związku z czym w celu przeprowadzenia detekcji można posłużyć się drugimi harmonicznymi laserów barwnikowych pompowanych laserem YAG (230.7nm, 4GHz) oraz (326.2nm, 4GHz).

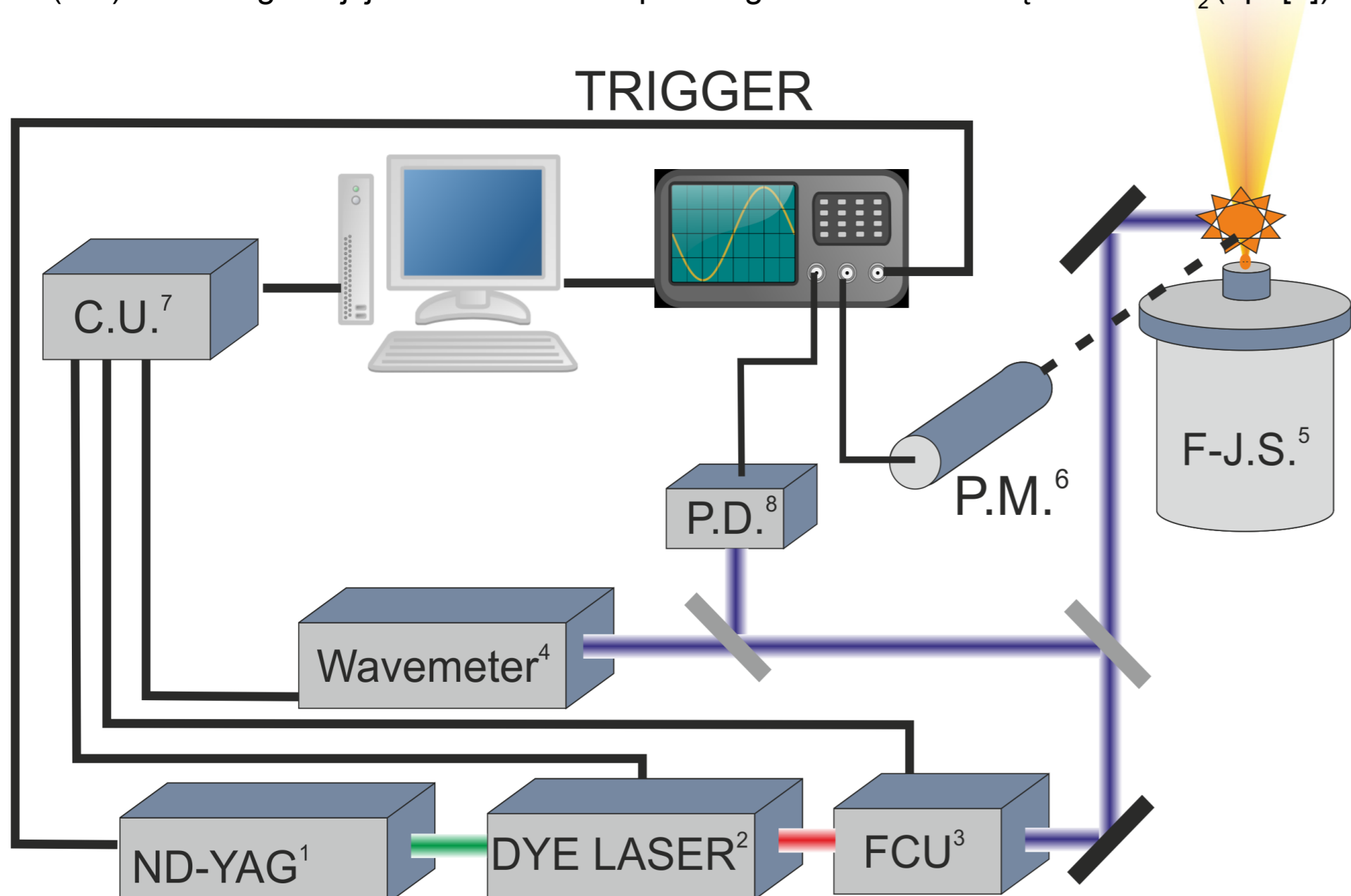


Bibliografia

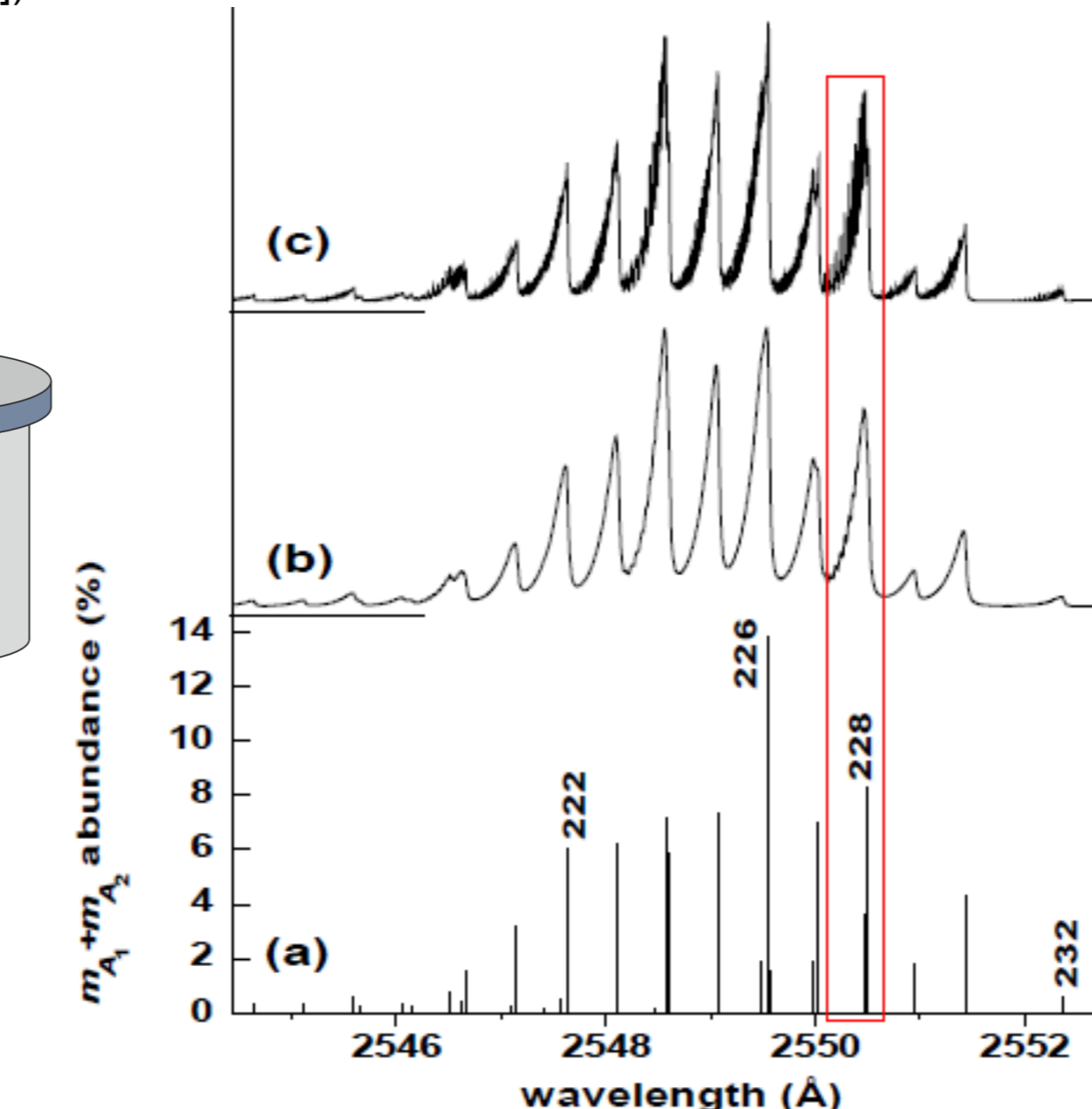
- [1] A. Einstein, B. Podolsky, N. Rosen, Phys. Rev. 47 (1935) 777.
- [2] J.S. Bell, Physics 1 (1964) 195
- [3] E.S. Fry, Th. Walther, S. Li, Phys. Rev. A 52 (1995) 4381.
- [4] M. Strojecki, M. Ruszcak, M. Łukomski, J. Koperski, Chem. Phys. 340 (2007)171.

Dotychczasowe wyniki z zakresu spektroskopii dimerów Cd_2 uzyskane przez naszą grupę

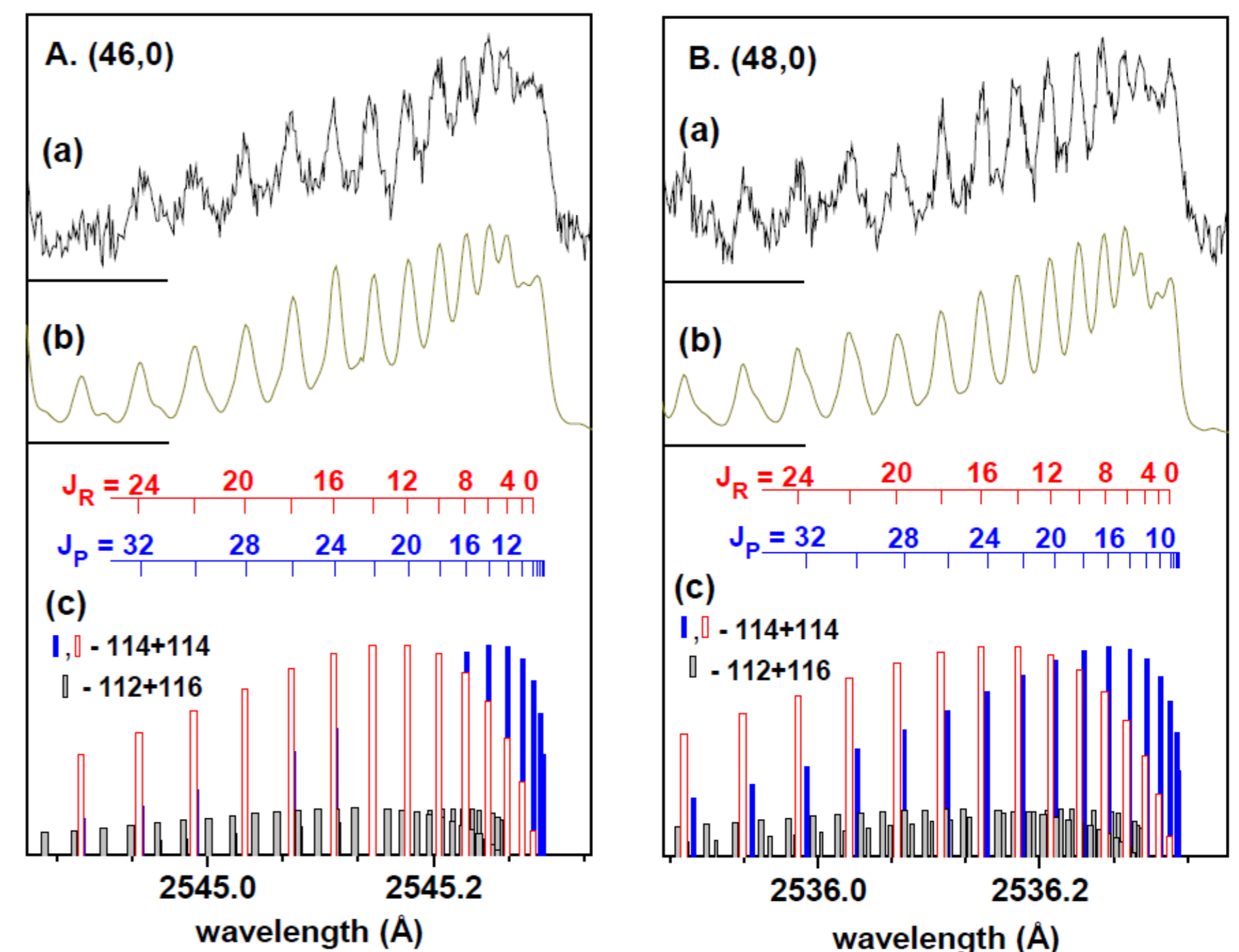
Dotychczas nasza grupa prowadziła badania spektroskopowe cząsteczek van-der-Waalsowskich w układzie eksperymentalnym zawierającym źródło wiązki naddźwiękowej pracujące w trybie ciągłym. Układ ten pozwolił nam prowadzić badania metodą laserowo wzbudzonej fluorescencji (LIF) dla konfiguracji jedno oraz dwustopniowego wzbudzenia cząsteczek Cd_2 (np. [4]).



Rys 2. Schemat układu doświadczalnego dla wzbudzenia jednostopniowego. 1-Laser Nd-YAG, 2-laser barwnikowy, 3-podwajacz częstotliwości, 4-wawemeter, 5-źródło wiązki naddźwiękowej, 6-fotopowielacz, 7-urządzenie sterujące aparaturą, 8-fotodioda



Rys 3. Struktura izotopowa widma dimerów $^{222}Cd_2$ dla przejścia 1_0 (5^1P_1) \leftarrow 1_0 (5^1S_0). a) teoretyczna abundancja, b) symulacja, c) widmo eksperymentalne z widoczną strukturą oscylacyjną.



Rys 4. Szczegóły struktury rotacyjnej przejścia 1_0 (5^1P_1) \leftarrow 1_0 (5^1S_0) dla gałęzi (46,0) oraz (48,0). a) widmo eksperymentalne, b) symulacja, c) Podział na gałęzi P i R.