

УДК 539.1.078

**ДВОЧАСТОТНИЙ ЛАЗЕР НА БАРВНИКУ ДЛЯ СПЕКТРОСКОПІЇ АТОМІВ  
ЦИНКУ В ТРИПЛЕТНИХ РІДБЕРГІВСЬКИХ СТАНАХ  $n^3P_{012}$** **А.І. Ткачев<sup>1</sup>, М.Л. Погребняк<sup>1</sup>, В.І. Кисленко<sup>2</sup>**<sup>1</sup>Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, факультет радіофізики,  
біомедичної електроніки та комп'ютерних систем, пл. Свободи 4, Харків, 61022, Україна<sup>2</sup>Київський національний університет імені Тараса Шевченка, вул. Володимирська 64/13, Київ, 01601, Україна  
Надійшла до редакції 25 травня 2017 р.

В даній статті наведено опис імпульсного лазера на розчині барвника Coumarin 153. Лазер має незалежне налаштування частот і працює на 2х частотах в діапазоні довжин хвиль  $\lambda = 452-493$  нм. У статті розглядаються основні переваги та недоліки даного лазера. Лазер призначений для збудження атомів цинку зі стану  $4^3P^0$ , до рідбергівських станів  $n^3P_{012}$ . Наведений в роботі метод є нетрадиційним для збудження Zn I в триплетні nS і nP стани. У статті показано, що застосування даного методу з використанням двочастотного лазера істотно спрощує збудження атомів цинку в триплетні рідбергівські стани  $n^3P_{012}$ .

**КЛЮЧОВІ СЛОВА:** Рідбергівський атом, триплетні стани, лазерне збудження, цинк

В данной статье приведено описание импульсного лазера на растворе красителя Coumarin 153. Лазер обладает независимой настройкой частот и работает на 2х частотах в диапазоне длин волн  $\lambda = 452-493$  нм. В статье рассматриваются основные преимущества и недостатки данного лазера. Лазер предназначен для возбуждения атомов цинка из состояния  $4^3P^0$ , в ридберговские состояния  $n^3P_{012}$ . Приведенный в работе метод является нетрадиционным для возбуждения Zn I в триплетные nS и nP состояния. В статье показано, что применение данного метода с использованием двухчастотного лазера существенно упрощает возбуждение атомов цинка в триплетные ридберговские состояния.  $n^3P_{012}$ .

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** Ридберговский атом, триплеты, лазерное возбуждение, цинк

In this paper a description of a pulsed dye laser on the Coumarin 153 is given. The laser has an independent tuning of frequencies and operates at 2 frequencies in the wavelength range  $\lambda = 452-493$  nm. The main advantages and disadvantages of this laser are considered in the article. The laser is designed to excite zinc atoms from the  $4^3P^0$  state, to the Rydberg states of  $n^3P_{012}$ . The method, that is presented in this work, is not traditional for the excitation of Zn I into triplet nS and nP states. In the paper it is shown, that application of this method using a two-frequency laser greatly simplifies the excitation of zinc atoms into triplet Rydberg states  $n^3P_{012}$ .

**KEYWORDS:** Rydberg atom, triplets, laser excitation, zinc**ВСТУП**

Мікрохвильова спектроскопія атомів цинку з метою визначення та істотного уточнення значень квантового дефекту робить тільки перші кроки. Дотепер опубліковано лише одну роботу, де такого роду дослідження виконані і лише для D, F та G синглетних станів атомів цинку [1].

Квантовий дефект в триплетних станах вивчався раніше методами лазерної спектроскопії в роботах [2-4], проте точність вимірювання частот переходів там завжди була порівняно невисокою. Вимірювання частот переходів триплетних атомів цинку в рідбергівських станах методом мікрохвильової радіоспектроскопії, забезпечує точність визначення частот переходів на 3-4 порядки вище тієї, що дає "класична" лазерна спектроскопія.

Експериментальне устаткування для проведення таких вимірювань є досить складним. Воне включає до свого складу високовакуумну камеру з джерелом та пристроями формування пучка нейтральних атомів, систему лазерного збудження атомів з основного в рідбергівські стани з заданими головним та орбітальним квантовими числами, джерело мікрохвильового випромінювання для збудження переходів між рідбергівськими станами під дією цього випромінювання з високоточним вимірюванням частоти переходів, систему детектування рідбергівських атомів методом польової іонізації, комп'ютерну систему управління складовими спектрометра і первинної обробки отриманої інформації.

Найбільш громіздким і ненадійним елементом спектрометра є система лазерного збудження атомів з основного в триплетні рідбергівські стани, з яких будуть здійснюватись мікрохвильові переходи. Така система збудження найчастіше будується на комбінації випромінювань двох або трьох вузькосмугових лазерів з перестроюванням частоти на розчинах органічних барвників, або гармонік цих лазерів. Як правило, для накачування лазерів на розчинах барвників використовується друга гармоніка лазера на

ітрій-алюмінієвому гранаті з неодимом. В умовах обмежень в виборі барвників, оптичних елементів будови лазерів, можливості лазерів накачування важливим стає економія випромінювання збудження.

Традиційний метод отримання Zn I в триплетних nS і nP станах, полягає в тому, що Zn I збуджується випромінюванням з довжиною хвилі  $\lambda = 307,5$  нм, при якому відбувається перехід в порівняно довгоживучий ( $\tau = 250$  нс), найнижчий триплетний стан  $4^3P$  з енергією  $E = 32501,42$   $\text{cm}^{-1}$ , а потім методом двочастотного лазерного накачування збуджуються в рідбергівські стани за однією зі схем:  $4^3P_1 \rightarrow 5^3S \rightarrow n^3P$  або  $4^3P_1 \rightarrow ^3D_0 \rightarrow nF$ .

Нашою метою є отримання рідбергівських триплетних  $^3P_{0,1,2}$  станів (рис. 1). В роботі [2] ці стани одержані шляхом 3х ступеневого накачування, де переходи атомів цинку відбуваються за схемою  $4^1S_0 \rightarrow 4^3P_1 \rightarrow 5^3S_1 \rightarrow n^3P_{0,1,2}$ . В цілому такий метод вимагає наявності 3-х лазерів на барвнику, де використовуються для накачування YAG : Nd<sup>3+</sup> лазер та ексимерний лазер.

Ми пропонуємо іншу схему збудження атомів цинку в триплетні стани  $n^3P_{0,1,2}$ , яка містить меншу кількість лазерів на барвниках. В цій схемі використовуються більш доступні лазери накачування та простіші в налаштуванні лазери на барвниках.

Для збудження переходу першого ступеня  $4^1S_0 \rightarrow 4^3P_1$  використовується друга гармоніка лазера на барвнику DCM з  $\lambda = 615$  нм, який в свою чергу накачується другою гармонікою YAG:Nd<sup>3+</sup> лазера (532нм). Енергія імпульсу випромінювання другої гармоніки неодимового лазера становить близько 10 мДж. Це дозволило отримати енергію імпульсу лазера на барвнику (615 нм) близько 1,8 мДж та енергію імпульсу його другої гармоніки (УФ випромінювання з довжиною хвилі 307,5 нм) - 0,8 мДж, що необхідно для збудження переходу першого ступеня атомів цинку у рідбергівські стани. Тривалість імпульсів лазера на барвнику склала 12-15 нс

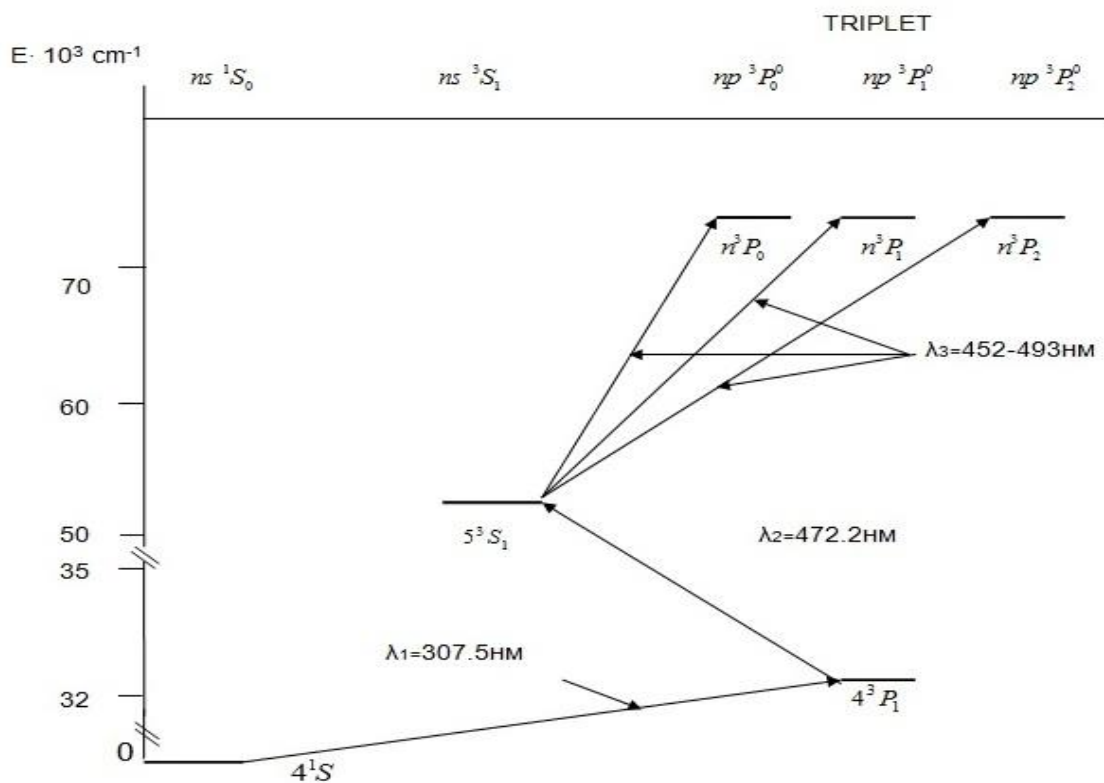


Рис.1. Енергетичні рівні цинку: трьохступенева система збудження

Збудження переходів другого та третього ступеня здійснюється за допомогою двочастотного лазера на барвнику Coherent 153. Для накачування двочастотного лазера використано молекулярний азотний лазер енергія імпульсу якого становить 1 мДж. Загальна енергія імпульсу випромінювання лазера на барвнику на обох частотах становила близько 0,3 мДж. Тривалість імпульсів лазерів на барвнику склала ~5 нс, часова затримка між лазерами на DCM та Coherent 153 становить близько 2 нс, що не перевищує час життя проміжних рівнів [4].

### ДВОЧАСТОТНИЙ ЛАЗЕР, ЩО ПРАЦЮЄ В СИНЬО-ЗЕЛЕНІЙ ОБЛАСТІ ВИПРОМІНЮВАННЯ З НЕЗАЛЕЖНОЇ ПЕРЕБУДОВОЮ ЧАСТОТИ

В якості активного середовища лазера використовується розчин барвника Coumarin 153 зі смугою флуоресценції 452-493 нм. Джерелом накачування може служити 3я гармоніка YAG: Nd<sup>3+</sup> лазера (355 нм), або N<sub>2</sub> лазер ( $\lambda = 337$ нм). У нашій роботі ми використовуємо N<sub>2</sub> лазер з енергією в імпульсі близько 1мдж та тривалістю імпульсу 5 нс.

Лазер побудований за схемою з поперечним накачуванням та ковзним падінням променя з кювети на дифракційну ґратку. Незалежна селекція 2-х хвиль забезпечується застосуванням в різних порядках дифракції ґратки 2-х дзеркал, відбиті промені яких потрапляють на ґратку, створюючи таким чином позитивний зворотний зв'язок на різних частотах (рис.2).

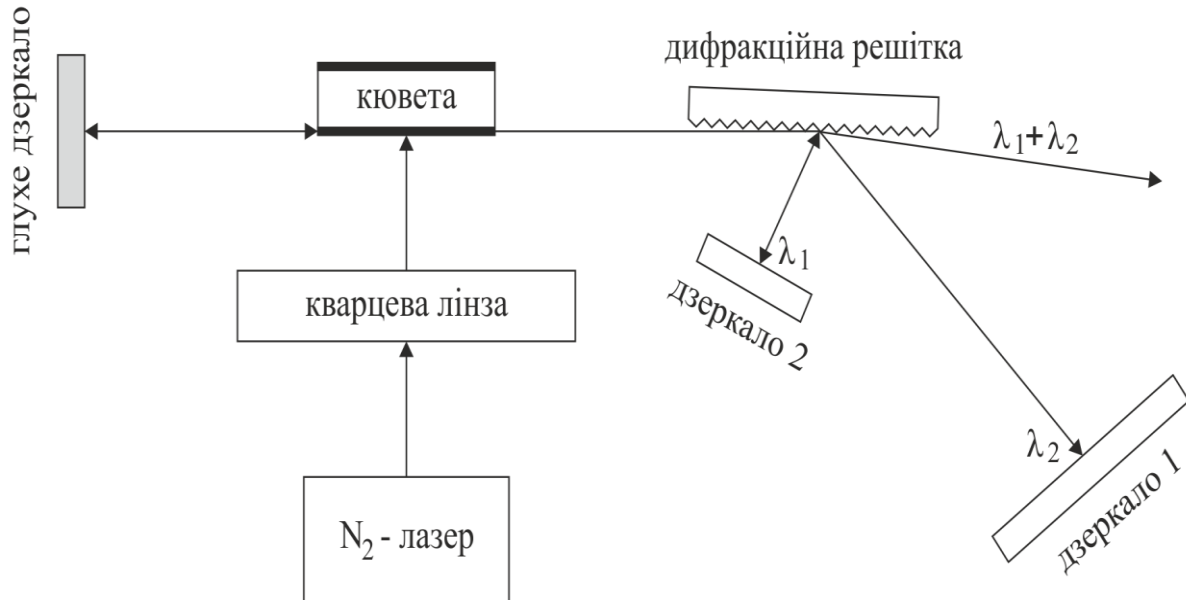


Рис.2. Схема роботи двочастотного лазера з незалежним перестроюванням частоти

Незалежне перестроювання частоти  $\lambda_1$  та  $\lambda_2$  в межах смуги флуоресценції Coumarin 153 досягається простим поворотом дзеркал 1 і 2. Розв'язка виходу здійснюється у нульовому порядку дифракції. Це призводить до того, що обидва лазери випромінюють в одному напрямку і не розходяться при перебудові частоти  $\lambda_1$  та  $\lambda_2$ .

Перевагою двочастотного лазера в запропонованій схемі двочастотного резонансного збудження атомів є те, що він замінює два лазера на барвниках з усім набором елементів: кювет з проточним розчином фарбника, дифракційні ґратки, дзеркала (1 і 2), тобто зменшується в 2 рази кількість різних елементів лазера, відпадають втрати від розподілу потужності накачування N<sub>2</sub> лазера і елементів оптичної системи, зведення променів  $\lambda_1$  та  $\lambda_2$  перед введенням їх в область взаємодії. Безумовним є виграв у вартості пристрою і поліпшенні його властивостей за рахунок зменшення витрат на пристрої поділу енергії лазера накачування і систем зведення вихідних променів.

Особливістю роботи такого лазера є отримання імпульсу на різних частотах поблизу будь-якої точки, де частоти сильно зближуються. У цих точках спостерігається перекачка енергії випромінювання з  $\lambda_1$  на  $\lambda_2$  потужності імпульсу, однак, область взаємодії не перевищує 2-3 нм.

Для точного настроювання на необхідні довжини хвиль ми використовуємо дуговий розряд цинку, за допомогою якого спостерігаються лінії люмінесценції (рис.3). За допомогою цих ліній проводиться попереднє налаштування лазерів на барвниках на потрібні довжини хвиль для збудження атомів цинку. На рис.4 наведено приклад випромінювання лазера на барвнику з двома довжинами хвиль, де одна довжина хвилі фіксована (на рисунку розміщена на вершині голки) а інша має великий діапазон перестроювання. На рис. 5 наведено приклад налаштування лазерів за допомогою дугового розряду ліній цинку.

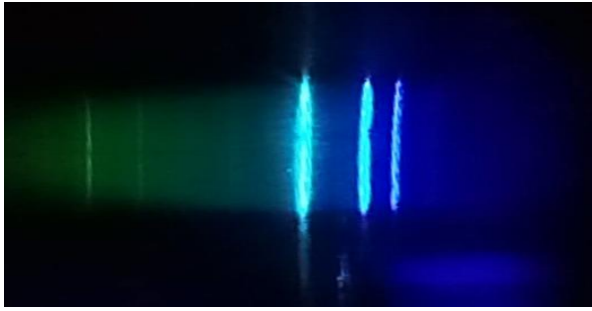


Рис.3. Люмінесценція у дуговому розряді цинку (482нм., 472,2нм, 481нм)

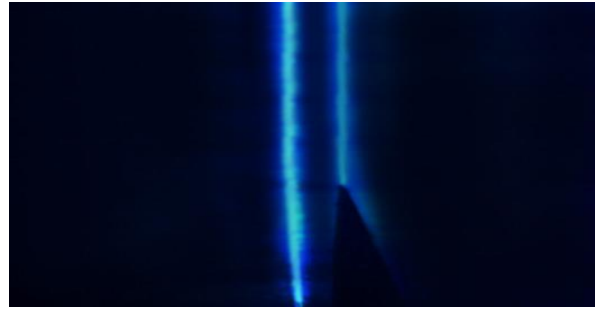


Рис.4. Приклад випромінювання лазера на барвнику з двома довжинами хвиль (фіксована хвиля 472,2 знаходиться на голці)



Рис.5. Приклад налаштування лазерів по дуговому розряду ліній цинку

### ВИСНОВКИ

Перевагою використання двочастотного лазера в запропонованій схемі двочастотного резонансного збудження атомів є те, що він замінює два лазера на барвниках з усім набором елементів: кювет з проточним розчином фарбника, дифракційні ґратки, дзеркала (1 і 2), тобто зменшується в 2 рази кількість різних елементів лазера, відповідають втрати від розподілу потужності накачування N<sub>2</sub> лазера і елементів оптичної системи зведення променів  $\lambda_1$  та  $\lambda_2$  перед введенням їх в область взаємодії пучка атомів з лазерним випромінюванням. Тобто має місце вииграш у вартості пристрою і поліпшенні його якості за рахунок зменшення втрати енергії із-за відсутності розподілу енергії між двома лазерами на барвниках та систем зведення вихідних променів.

Особливістю роботи такого лазера є можливість незалежного перестроювання частоти обох лазерів за винятком вузької зони, де частоти їх надто зближуються. В таких зонах відбувається перекачування енергії до лінії з нижчим порогом генерації. Однак такі області в нашому двочастотному лазері занадто малі (2-3 нм) в порівнянні з діапазоном генерації.

### СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. A.S. Kutsenko Millimeter-wave spectroscopy of Zn I in <sup>1</sup>D<sub>2</sub>, <sup>1</sup>F<sub>3</sub> and <sup>1</sup>G<sub>4</sub> Rydberg states/ K.B. MacAdam, S.F. Dyubko, N.L. Pogrebnyak // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 48, November 2015, pp. 1-6.
2. Kompitsas M, Baharis C and Pan Z 1994 J. Opt. Soc. Am. 11 697.
3. Nawaz M, Nadeem A, Bhatti S and Baig M 2006 J. Phys. B.: At. Mol. Opt. Phys. 39 871
4. Nadeem A, Nawaz M, Bhatti S and Baig M 2006 Opt. Commun. 259 834