

З Ю. Готра, І. Я. Олійник  
 Національний університет “Львівська політехніка”,  
 кафедра електронних приладів

## ДОСЛІДЖЕННЯ СПЕКТРАЛЬНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ХЕМІЛЮМІНЕСЦЕНЦІЇ СИРОВАТКИ КРОВІ

© Готра З Ю., Олійник І. Я., 2005

Здійснено експериментальний та теоретичний аналіз спектрів хемілюмінесценції (ХЛ) сироватки крові. Показано, що спектральний розподіл має лоренцівський характер. Спрогнозовано звуження спектра у разі ініціювання хемілюмінесценції. Показано, що квантовий вигляд стимульованої ХЛ є значно вищий за вихід спонтанної ХЛ.

The experimental and theoretical analysis of the chemiluminescence (CL) spectrum of blood serum is carried out. It is shown, that the spectral distribution is of Lorenz type. The spectrum narrowing for the case of initiated chemiluminescence is predicted. It is shown, that the quantum output of stimulated CL is considerably higher than of the spontaneous CL.

### Вступ

Спектральний розподіл є важливою фізичною характеристикою [1] у вивченні ХЛ. Метою проведення досліджень було вивчення шляху перебігу та фізичних параметрів хімічних реакцій в СК під час процесу ХЛ. Оскільки середовище СК є дисперсійним, то відповідно воно крім випромінювання квантів світла, мусить їх поглинати, це має впливати на спектр. Вивчення спектральних закономірностей СК різних людей дасть змогу здійснити певне узагальнення цієї характеристики. Крім того було поставлене завдання вивчення та порівняння спектрів ХЛ при паталогічних станах, таких як онкологічні захворювання та туберкульоз порівняно з нормою.

### Експериментальні результати

Для зняття спектра використовували спектрофотометр. На рис. 1 зображено функціональну схему ось чого.

СК опромінювали лазером ЛГІ-21 (-337,1 нм). УФП=140В, ФЕП-51, ПДА-1, У=1 мВ/см, при максимальній щільності.

Під час дослідження спектра ХЛ 18 зразків ПК було виявлено, що спектр має один пік в області 500 нм, напівширина смуги становила 150 нм. З рис. 2 видно, що паталогічний стан не вніс змін у область піка, а також він не вплинув на напівширину смуги, проте відчутні зміни проявилися у зміні інтенсивності випромінювання в області піка: при туберкульозі вона в 1.5–2 раза більша від свічення ПК здорових людей, а при онкозахворюваннях в 1.4–1.8 раза менша.

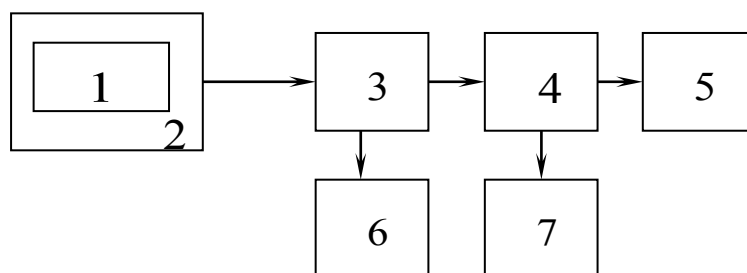


Рис. 1 Функціональна схема спектрофотометра: 1–куветне відділення, 2–термостат,

3–фотопомножувач, 4–перетворювач, 5–самописець, 6–фотопідсилювач, 7–підсилювач

Форма спектра в усіх випадках мала лоренцівський вигляд. Це означає, що характер спектра при нормі та патологіях має однаковий характер. Відмінності у інтенсивності можна пояснити лише за рахунок відмінностей між кількістю центрів люмінесценції у досліджуваних пробах.

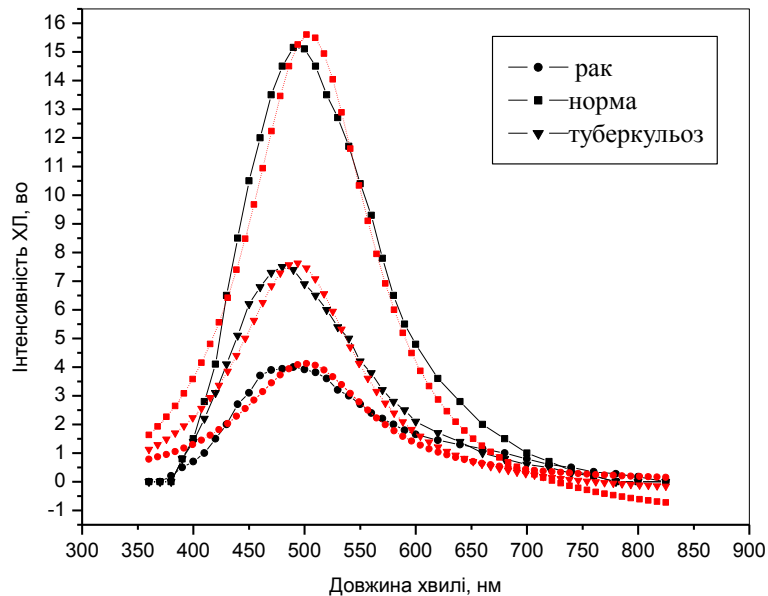


Рис.2 Типовий вигляд спектра ХЛ СК при патологічних станах

Центрами люмінесценції можуть бути ліпіди на поверхні клітинних мембран. Не виключений також вплив на хемілюмінесценцію антиоксидантів, оскільки вони зменшують кількість центрів ХЛ.

#### Аналіз квантових виходів та спектрального розподілу стимульованої та стаціонарної ХЛ

Для вивчення спектрального розподілу розглянемо середовище з хімічними реакціями, як утворенням речовини у збудженому стані. Крім того треба зауважити, що середовище СК містить у собі формені елементи, які крім того, що окиснюються та генерують свічення, сильно розсіюють фотони [2]. Тобто коли довжина вільного пробігу фотону значно менша від розмірів області, та значно вища за довжину випромінювання:  $R \gg \Lambda_s \gg \lambda$ . Енергію електромагнітного випромінювання можна характеризувати величинами усередненими по фізично малому об'єму  $\Delta V$  і залежить від положення  $r$  об'єму  $\Delta V$  ( $R^3 \gg \Delta V \gg \lambda^3$ ). Введемо середню густину фотонів, що мають довільну поляризацію, довільне спрямування і частоту  $\varpi$ , в інтервалі  $\varpi, \varpi + \Delta\varpi$ :  $\varphi_{\varpi}(r)\rho(\varpi)d\varpi$ ,  $\rho(\varpi) = \varpi^2/\pi^2 c^3$  – густина станів електромагнітного поля. Запишемо дифузійне рівняння переносу випромінювання і граничну умову для активної області  $\Sigma$ :

$$\frac{\partial \varphi_{\varpi}}{\partial t} = D\Delta \varphi_{\varpi} + \nu(\varpi)\varphi_{\varpi} + R_{cn}(\varpi), \quad (1)$$

$$\left( D \frac{\partial \varphi_{\omega}}{\partial n} + S \varphi_{\omega} \right)_{\Sigma} = 0 \quad (2)$$

де  $D = \frac{1}{3} c \Lambda$  – коефіцієнт дифузії світла ( $c$  – швидкість світла в середовищі) не залежить від частоти випромінювання;

$\nu(\omega)$  – часовий інкремент зменшення числа фотонів,

$R_{cn}$  – характеризує спонтанне випромінювання фотонів частоти  $\omega$ .

У граничних умовах  $\partial \varphi_{\omega} / \partial n$  – похідна по нормалі до поверхні  $\Sigma$ ;  $S$  – втрати фотонів на граничній поверхні.

Для розгляду режиму генерації скористаємося найпростішою дворівневою моделлю (див. рис.3).

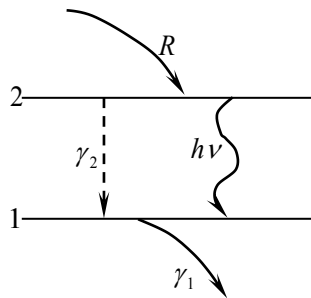


Рис. 3. Збудження та розпад для дворівневої системи

Нехай маємо просторово однорідні процеси, що призводять до заселення верхнього рівня 2. Для моделі отримуємо інкремент наростання свічення:  $\nu(\omega) = b(\omega)(N_2 - N_1)$  і спонтанне випромінювання фотонів:  $R_{cn} = b(\omega)N_2$ . Для концентрацій  $N_1$  та  $N_2$  отримаємо

$$N_2 - N_1 = \frac{1 - \gamma_2 / \gamma_1}{\gamma_2 + \bar{b}\Phi} R; \quad N = \frac{\gamma_1 + \bar{b}\Phi}{\gamma_2 + \bar{b}\Phi} \frac{R}{\gamma_1} \quad (3)$$

де  $R$  – швидкість накачки частинок в одиниці об'єму за одиницю часу,

$\gamma_i$  – константа спустошення  $i$  рівня,

$$\bar{b}\Phi \equiv \int b(\omega) \varphi_{\omega} \rho(\omega) d\omega \equiv \bar{b} \int \varphi_{\omega} \rho(\omega) d\omega, \quad (4)$$

тут  $\Phi$  повна густина фотонів усіх частот в точці  $r$ .

Рівнянь (1–2) з визначанням інкременту наростання свічення та спонтанного свічення достатньо для опису випромінювання.

Знайдемо з цих рівнянь режим генерації, близький до насичення

$$\bar{b}\Phi \gg \gamma_1, \gamma_2 \quad (5)$$

Після тривіальних перетворень отримаємо

$$D \Delta \Phi + R \left( 1 + \frac{B}{\gamma_1} - \frac{\gamma_2}{\gamma_1} \right) = 0, \quad (6)$$

де  $B$  повна ймовірність радіаційного розпаду рівня 2,  $B \equiv \int b(\omega) \rho(\omega) d\omega$ . Інтегруючи по робочому об'єму  $V$ , знаходимо число квантів, що залишає активне середовище за одиницю часу

$$-D \int \frac{\partial \Phi}{\partial n} d\Sigma = R \left( 1 + \frac{B}{\gamma_1} - \frac{\gamma_2}{\gamma_1} \right), \quad (7)$$

якщо  $S$  з (2) зобразити у вигляді  $S = S_1 + S_2$ , де  $S_1$  поглинання на границі  $\Sigma$ , а  $S_2$  – втрати, пов'язані з виходом випромінювання, то для квантового виходу випромінювання в режимі генерації отримаємо

$$\eta_{cm} = \frac{S_2}{S_1 + S_2} \left( 1 + \frac{B}{\gamma_1} - \frac{\gamma_2}{\gamma_1} \right). \quad (8)$$

У допороговому режимі, коли швидкість безвипромінювального розпаду значно більша від швидкості спонтанного розпаду рівня 2 ( $B \ll \gamma_2$ ) отримаємо такий квантовий вихід:

$$\eta_{cm} = \frac{S_2}{S_1 + S_2} \frac{B}{\gamma_1} \quad (9)$$

тобто в режимі генерації квантовий вихід стимульованої ХЛІ значно вищий, ніж квантовий вихід спонтанної.

Для дослідження спектрального розподілу випромінювання зробимо таку заміну змінних:

$$F = \frac{\bar{b}}{\gamma_2} \Phi, \quad \xi = \chi x, \quad \chi = \left( 1 - \frac{\gamma_2}{\gamma_1} \right) \frac{\bar{b} R}{\gamma_2 D}$$

Після перетворень для величини  $\varphi_{\omega}$  отримаємо рівняння

$$\frac{d^2 \varphi_{\omega}}{d\xi^2} + \frac{b(\omega)}{\bar{b}} \frac{\varphi(\omega)}{F(\xi)} + \frac{b(\omega)}{\bar{b}} \frac{\gamma_2}{\gamma_1 - \gamma_2} = 0 \quad (10)$$

Розв'язком рівняння для безмежної площини, що задовольняє граничну умову (2), буде

$$\varphi_{\omega} = \frac{b(\omega)/\bar{b}}{\left( \frac{\gamma_1}{\gamma_2} - 1 \right) \left( 1 + \frac{B}{\gamma_1 - \gamma_2} - \frac{b(\omega)}{\bar{b}} \right)} F(\xi) \quad (11)$$

величина  $\bar{b}$  визначається з рівняння

$$\frac{\bar{b}}{\gamma_1 - \gamma_2} \int \frac{\rho(\omega) d\omega}{\frac{b(\omega)}{\bar{b}} \left( 1 + \frac{B}{\gamma_1 - \gamma_2} \right) - 1} = 1. \quad (12)$$

Рівняння (11) саме і визначає спектральний розподіл випромінювання. Знайдемо звуження в лінії генерації ( $B \ll \gamma_2$ ). У цьому випадку ми маємо право розкласти  $b(\omega)$  коло максимальної частоти з точністю до квадратичного члена

$$b(\omega) = b_{\max} \left( 1 - \frac{(\omega - \omega_{\max})^2}{2\Delta\omega_{cn}^2} \right) \quad (13)$$

тоді з (12) знайдемо

$$\frac{\bar{b}}{b_{\max}} \left( 1 + \frac{B}{\gamma_1 - \gamma_2} \right) - 1 \cong \left[ \frac{2\pi\rho(\omega_{\max})\Delta\omega_{cn} b(\omega_{\max})}{\gamma_1 - \gamma_2} \right]^2 \equiv A \ll 1 \quad (14)$$

тобто з (11) випливає, що під час генерації випромінювання маємо наближено лоренцівський розподіл з півшириною набагато меншою, ніж при спонтанному випромінюванні  $\Delta\omega_{cm} \cong (\Delta\omega_{cm} A)$ . Тобто відбувається звуження спектра.

### Висновки

Експериментально та теоретично показано, що спектр хемілюмінесценції сироватки крові має лоренцівський вигляд. Теоретично знайдено, що квантовий вихід стимульованої лазерним випромінюванням ХЛ має бути меншим, ніж квантовий вихід спонтанної ХЛ. Показано, що спектри при паталогічних станах відрізняються між собою лише інтенсивністю, ширина півсмуги також не залежить від паталогічного стану. Це вказує на те, що при ХЛ СК люмінесціюють кетони.

1. I. Andrusyk//*Solid-State electronics: theory, devices and applications*. – 2002. – № 458 p. – 159–164.

2. Летохов В. С. Генерация света рассеивающей средой с отрицательным поглощением // *ЖЭТФ*, 1967,53,№4, – с. 1442–1452.

УДК 532.738

З.М. Микитюк, А.В. Фечан, О.Є. Сушинський, Д.Ю. Волинюк  
Національний університет “Львівська політехніка”,  
кафедра електронних приладів

## НИЗЬКОЧАСТОТНІ РІДКОКРИСТАЛІЧНІ МОДУЛЯТОРИ ПОТУЖНОГО ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ ІЧ-ДІАПАЗОНУ

© Микитюк З.М., Фечан А.В., Сушинський О.Є., Волинюк Д.Ю., 2005

**Робота присвячена розробці рідкокристалічних модуляторів, зокрема, запропоновано новий підхід для створення рідкокристалічного модулятора потужного лазерного випромінювання інфрачервоного діапазону з використанням термоелектрооптичного ефекту в холестеричних системах.**

**The new way of creating liquid crystal modulator of powerful laser radiation was proposed. The liquid crystal modulator of powerful laser radiation of infrared spectrum based on thermoelectrooptical effect in cholesteric systems.**

### Вступ

Аналіз сучасного розвитку систем оптичної обробки та відображення інформації показує, що одну із основних ролей, як елементів цих систем, відіграють модулятори світла. Більшість таких систем оптоелектроніки працює в інфра-червоному діапазоні випромінювання. Всі матеріали, які використовують в оптоелектроніці, характеризуються втратами випромінювання, особливо в ІЧ-діапазоні. Будучи складними органічними сполуками, рідкі кристали мають багато смуг поглинання в ІЧ-діапазоні, тому рідкокристалічні матеріали, на основі яких створюються модулятори лазерного випромінювання ІЧ-діапазону, повинні бути прозорими для довжини хвилі лазерного випромінювання, для якої створюється модулятор. При цьому для підвищення робочих