

## **ДОСЛІДЖЕННЯ МОЖЛИВОСТІ ПІДВИЩЕННЯ ТОЧНОСТІ ВИМІРЮВАНЬ КОНЦЕНТРАЦІЇ ЧАСТИНОК ВИБУХОВИХ РЕЧОВИН МЕТОДАМИ ДИСТАНЦІЙНОГО ЗОНДУВАННЯ**

### **Вступ**

Злочини, вчинені із застосуванням вибухових речовин (ВР) і вибухових пристроїв (ВП), становлять особливу небезпеку для суспільства і держави. Незважаючи на комплекс вжитих до теперішнього часу заходів, проблеми боротьби з ними залишаються особливо гострими.

Застосування терористами майстерно замаскованих вибухових пристроїв призводить, як правило, до великої кількості жертв і завдає істотної матеріальної шкоди. Проблема оперативного виявлення ВР, ВП і інших вибухонебезпечних предметів є актуальною у зв'язку з терористичними актами по всьому світу. Саме тому в багатьох країнах останнім часом інтенсивно ведуться роботи зі створення новітніх методів і засобів виявлення ВР [1].

Більшість з існуючих методів виявлення ВР вимагають відбору проб і пробопідготовки, тоді як при виконанні робіт з пошуку і знешкодження вибухових пристроїв не завжди є можливість контакту з ВП. У зв'язку з цим, особливий інтерес викликають методи дистанційного виявлення ВР з детектування їх частинок, присутніх в тих чи інших кількостях поблизу або на поверхні ВП.

На даний момент досліджуються і розробляються нові методи для точного і оперативно-го аналізу речовин. Існує потреба в ефективних і чутливих методах дистанційного контролю небезпечних речовин, які забезпечують особисту безпеку операторів при проведенні вимірювань. Гостро потрібні мобільні вимірювальні комплекси, що дозволяють з достатньою ефективністю вести дистанційні вимірювання в реальному часі [3].

Використовується також метод активного формування спектральних зображень, який базується на методах оптичного спектрального аналізу і розпізнаванні зображень, що демонструють свою перспективність для дистанційного виявлення та ідентифікації хімічних сполук, в тому числі слідів залишків вибухових речовин (ВР) на поверхнях об'єктів [4].

Складність виявлення таких речовин полягає в тому, що крім натурних зразків вони можуть перебувати в упаковках. Крім того, часто виникає необхідність виявлення слідової кількості небезпечних речовин (НР) на упаковках і контактних поверхнях.

З існуючих позалабораторних методів дистанційного аналізу ВР найбільше застосування отримали: спектрометрія комбінаційного розсіювання світла (КРС); інфрачервона (ІЧ) спектрометрія; лазерно-індукована флуоресцентна спектрометрія (LIF); спектрометрія лазерно-індукованого пробою (LIBS); спектрометрія диференціального поглинання [3].

Мета статті – дослідження можливості підвищення точності лідарних вимірювань концентрації частинок вибухових речовин з врахуванням ширини лінії лазерного випромінювання і ширини поглинання досліджуваної молекули.

### **Виклад основного матеріалу**

Що стосується дистанційного детектування слідів ВР, то його проведення в газовій фазі утруднено в силу надзвичайно низького тиску парів більшості відомих ВР при кімнатній температурі. Наприклад, рівноважний тиск парів при температурі 25° С для TNT (тринітро-толуол) становить  $\sim 1.7 \cdot 10^{-3}$  Па, а для RDX (гексоген) – близько  $4 \cdot 10^{-6}$  Па. При цьому нескладні прийоми укриття ВР шляхом поміщення їх, наприклад, в пластикову упаковку зменшують тиск парів ще на три порядки. У той же час відомо, що більшість ВР добре «прилипають» до матеріалів з високою поверхневою енергією, таких, як метали і їх оксиди, тобто ви-

являються сильно пов'язаними з підкладкою силами адгезії. Тому навіть при акуратному поводженні з ВР важко уникнути перенесення їх частинок на дверні ручки, взуття, пішохідні доріжки, транспортні засоби тощо. Наприклад, кількість ВР, що залишаються відбитком пальця на поверхнях предметів, становить  $\sim 10$  мкг. Для порівняння зазначимо, що в разі RDX тільки одне зерно розміром 5 мкм і масою  $\sim 90$  пг містить  $\sim 300$  мільярдів молекул. Стільки ж, скільки їх міститься в газоподібному стані в 1 л повітря при нормальних умовах. Таким чином, можливість виявлення слідів ВР даного виду шляхом дистанційного зондування поверхні досліджуваного об'єкта є цілком реальною. А оскільки позбутися від часток вибухових речовин, що «прилипли» до поверхні, надзвичайно важко, то і підхід, пов'язаний з дистанційним виявленням на поверхні предметів залишків ВР у вигляді твердих частинок, повинен виявитися більш продуктивним [1].

Вибухові речовини поділяють на два класи: ті, що мають хоча б одну нітро/нітратну групу і не мають жодної з них. В останньому випадку ВР належать до пероксидів (наприклад, ТАТР – триацетон трипероксид), перхлоратам або азидам. Найбільш широко представлений клас азотовмісних ВР (TNT – тринітротолуол, RDX (гексоген) – циклотриметилентрінітрамін, PETN – пентаерітрітол тетранітрат і ін.), до складу яких крім азоту входять водень, вуглець і кисень. Загальною властивістю таких ВР є істотне перевищення вмісту в їх молекулах азоту і кисню в порівнянні з вуглецем і воднем. При цьому відносний вміст азоту в кілька разів більше, ніж в звичайних матеріалах, таких, як шовк, поліуретан, нейлон і т.п. Як зазначено вище, молекули азотовмісних ВР включають в себе або нітро- ( $\text{NO}_2$ ), або нітратні ( $\text{NO}_3$ ) групи. Коливально-обертальні спектри поглинання цих груп залежать від типу атома, до якого група приєднана в молекулі ВР, а перетин поглинання на цих частотах досить великий. В ультрафіолетовому (УФ) та видимому діапазонах спектри поглинання ВР характеризуються наявністю широких смуг без будь-яких характерних особливостей. У той же час в середній ІЧ області, від 75 ТГц (4 мкм) до  $\sim 33$  ТГц (9 мкм), коливально-обертальні спектри поглинання молекул ВР мають високу специфічність, яка визначається їх симетрією і хімічним складом, що дозволяє з достатньою точністю відносити окремі спектральні лінії до цілком певної хімічної сполуки. Саме в цій області спектра знаходяться фундаментальні коливально-обертальні переходи молекул практично всіх відомих ВР [1].

Для кожної молекули диференціальне поглинання можна використовувати на будь-якій довжині хвилі, де існує яскраво виражена смуга поглинання. Хоча фактично всі молекули мають інтенсивні електронні лінії поглинання, лише для деяких з них ці лінії розташовані в спектральній області, що дозволяє здійснювати лазерне зондування цих молекул. У той же час в ІЧ діапазоні спектра багато коливально-обертальних ліній молекул [1].

Практично всі молекули ВР мають слабкі СН (вуглецеві) зв'язки, які при нормальних умовах атмосфери порушуються, а при підвищенні температури від 30 до 60° С концентрація парів з деяких вибухових речовин збільшується майже на порядок. Обертальні спектри парів мають досить інтенсивні ізольовані лінії в діапазоні довжин хвиль від 1,4 до 4,2 мкм, отже, їх можна ідентифікувати за допомогою ІЧ-лазера, що працює в такому ж діапазоні [2].

Але при підвищенні температури ВР також зростає перетин поглинання  $\sigma(\nu)$  досліджуваної речовини, що впливає на точність вимірювань концентрації парів вибухівки.

Виходячи з цього, необхідно враховувати при розрахунках концентрації ці зміни перетину поглинання.

При лідарних вимірах методом диференціального поглинання та розсіювання (ДПР) в УФ спектральному діапазоні неважко домогтися, щоб ширина лінії лазерного випромінювання була меншою ширини ліній поглинання досліджуваних молекул. Так як лінії поглинання основних ВР знаходяться в ІЧ спектральному діапазоні, він є перспективною областю для розширення вимірювань за допомогою лідарів ДПР завдяки можливості більшого вибору молекул з відповідними коливально-обертальними переходами. Зазвичай ширина лінії в коливально-обертальному спектрі майже в сто разів вужча ширини ліній в електронних

спектрах поглинання. Це означає, що ширина лінії лазерного випромінювання часто стає порівняною з шириною лінії поглинання досліджуваної молекули.

Важливим фактором є врахування залежності величини перетину поглинання молекул від параметрів досліджуваних речовин (температури і тиску).

Перетин поглинання молекул описується формулою

$$\sigma(P, T, \nu) = \frac{\sigma_0}{\pi} \frac{\gamma(P, T)}{(\nu - \nu_0)^2 + \gamma^2(P, T)}, \quad (1)$$

де  $\sigma_0 = \int_{-\infty}^{\infty} \sigma(\nu) d\nu$  – інтегральна інтенсивність переходу поглинання;  $\sigma(\nu)$  – спектральний перетин поглинання молекулою;  $\nu_0$  – частота, яка відповідає центру лінії поглинання молекули.

З урахуванням реальних значень тиску  $P$  і температури  $T$  були оцінені характер і величина зміни перетину поглинання азотовмісних молекул. Результати оцінки представлені на рис. 1.

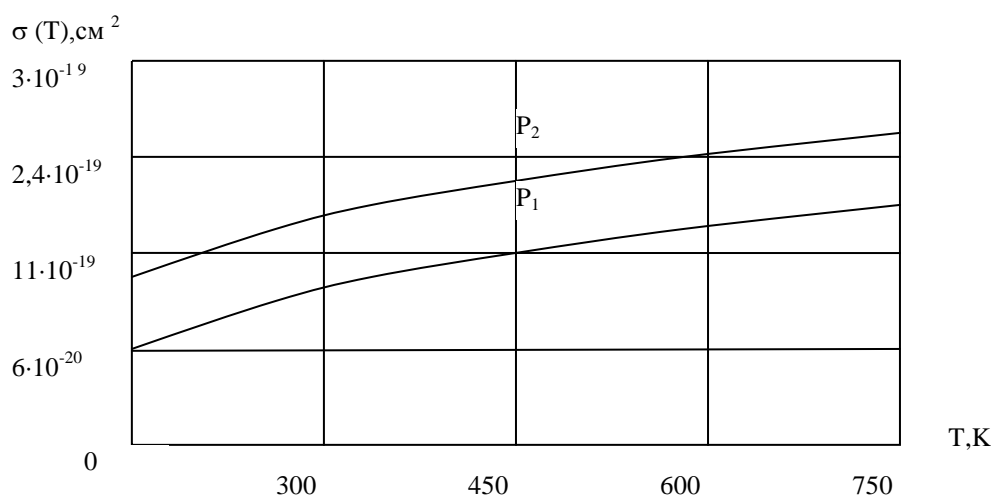


Рис. 1. Залежність перетину поглинання молекул від температури

Аналіз графіку показав, що підвищення температури речовини призводить до збільшення перетину поглинання.

Можливості застосування даного методу для діагностики потоків газів описана в [7].

Лазерне випромінювання, яке використовується для дистанційного зондування в ІЧ діапазоні, не можна розглядати як монохроматичне. У цьому випадку виникає необхідність дослідити вплив ширини лінії лазерного випромінювання на ефективність лідарних вимірів. Для лазера з широкою смугою випромінювання, центр якої відповідає довжині хвилі  $\lambda_0$ , рівняння для пружного розсіяння можна записати у вигляді [6]:

$$E(\lambda_0, R) = \frac{c \tau_d Y \xi(R)}{2R^2} \int_{\lambda_0 - \Delta_c}^{\lambda_0 + \Delta_c} d\lambda(\xi) \beta(\lambda, R) E(\lambda) E^{-2 \int_0^R K(\lambda, R) dR}, \quad (2)$$

де  $E(\lambda)$  – спектральний розподіл енергії, випромінюваної лазером;  $\Delta_n$  – напівширина спектрального пропускання приймальної оптичної системи;

$$K(\lambda, R) = \bar{K}(\lambda, R) + N(R)\sigma(\lambda), \quad (3)$$

де  $K(\lambda, R)$  – коефіцієнт послаблення лазерного випромінювання за вирахуванням вкладу поглинання аналізованих молекул;  $N(R)$  – концентрація цих молекул на відстані  $R$ ;  $\sigma(\lambda)$  – спектральний перетин поглинання молекул газу.

З огляду на співвідношення (3) і вузькість інтервалу інтегрування по  $\lambda$  в (2), при якому можна вважати постійними величинами коефіцієнти як розсіювання випромінювання в зворотному напрямку, так і послаблення (за вирахуванням поглинання), вираз (2) можна представити в наступному вигляді:

$$E(\lambda_0, R) = \frac{c\tau Y \xi(R) \beta(\lambda_0, R)}{2R^2} \exp\left(-2 \int_0^R \bar{K}(\lambda_0, R) dR\right) * \left[ \int_{\lambda_0 - \Delta_c}^{\lambda_0 + \Delta_c} d\lambda \xi(\lambda) E(\lambda) e^{-2 \int_0^R K_A(\lambda, R) dR} \right] \quad (4)$$

де

$$\bar{K}(\lambda, R) \equiv N(R) \sigma(\lambda), \quad (5)$$

є коефіцієнтом поглинання досліджуваних молекул.

Для значень енергії розсіяних сигналів на довжині хвилі  $\lambda_0$ , прийнятих з відстані  $(R + \Delta R)$ ,  $\Delta R$  – поперечний розмір досліджуваного об'єму, співвідношення (4) прийме вигляд

$$E(\lambda_0, R + \Delta R) = \frac{c\tau_d Y(R + \Delta R) * \beta(\lambda_0, R + \Delta R)}{2(R + \Delta R)^2} * \exp\left(-2 \int_0^{R + \Delta R} \bar{K}(\lambda_0, R) dR\right) * \left[ \int_{\lambda_0 - \Delta_c}^{\lambda_0 + \Delta_c} d\lambda \xi(\lambda) E(\lambda) \exp\left(-2 \int_0^{R + \Delta R} K_A(\lambda, R) dR\right) \right] \quad (6)$$

Аналогічним чином можна отримати вирази для енергії розсіяних сигналів на довжині хвилі  $\lambda_\omega$ , враховуючи при цьому відсутність фактично поглинання на цій довжині хвилі. Тоді,

$$E(\lambda_\omega, R) = \frac{c\tau Y(R) \beta(\lambda_\omega, R)}{2R^2} \exp\left(-2 \int_0^R \bar{K}(\lambda_\omega, R) dR\right) * \left[ \int_{\lambda_\omega - \Delta_c}^{\lambda_\omega + \Delta_c} d\lambda \xi(\lambda) E(\lambda) \right], \quad (7)$$

$$E(\lambda_\omega, R + \Delta R) = \frac{c\tau Y(R + \Delta R) \beta(\lambda_\omega, R + \Delta R)}{2(R + \Delta R)^2} \exp\left(-2 \int_0^{R + \Delta R} \bar{K}(\lambda_\omega, R) dR\right) * \left[ \int_{\lambda_\omega - \Delta_c}^{\lambda_\omega + \Delta_c} d\lambda \xi(\lambda) E(\lambda) \right] \quad (8)$$

У методі ДПР значення вимірної концентрації газової компоненти залежить від відношення енергій розсіяних сигналів на двох різних довжинах хвиль ( $\lambda_0$  і  $\lambda_\omega$ ), прийнятих з відстаней  $R$  і  $(R + \Delta R)$ . В цьому випадку з урахуванням формул (4) – (8) і умови  $R \ll \Delta R$  можна отримати вираз, який визначає можливі помилки вимірювань, пов'язані з реальною шириною лінії зондування випромінювання:

$$\frac{E(\lambda_\omega, R + \Delta R) * E(\lambda_0, R)}{E(\lambda_\omega, R) * E(\lambda_0, R + \Delta R)} = \frac{\beta(\lambda_\omega, R) * \beta(\lambda_0, R + \Delta R)}{\beta(\lambda_\omega, R + \Delta R) * \beta(\lambda_0, R)} * \frac{\int_{\lambda_0 - \Delta_c}^{\lambda_0 + \Delta_c} d\lambda \xi(\lambda) E(\lambda) \exp\left(-2 \int_0^{R_1} N(R) \sigma dR\right)}{\int_{\lambda_0 - \Delta_c}^{\lambda_0 + \Delta_c} d\lambda \xi(\lambda) E(\lambda) \exp\left(-2 \int_0^{R_2} N(R) \sigma dR\right)}, \quad (9)$$

де

$$\tau_\varepsilon = \int_0^{R+\Delta R} [\bar{K}(\lambda_\omega, R) - \bar{K}(\lambda_0, R)] dR + \int_0^R [\bar{K}(\lambda_\omega, R) - \bar{K}(\lambda_0, R)] dR. \quad (10)$$

З огляду на відносну вузькість спектрального діапазону і незначну величину  $\Delta R$ , отримаємо, що

$$\frac{\beta(\lambda_\omega, R + \Delta R) * \beta(\lambda_0, R)}{\beta(\lambda_\omega, R) * \beta(\lambda_0, R + \Delta R)} * e^{-2\tau_\varepsilon} \approx 1. \quad (11)$$

При цьому спектральні функції  $\xi(\lambda)$ ,  $E(\lambda)$ ,  $\sigma(\lambda)$  задавалися гаусовським розподілом. Однак контур лінії поглинання газових компонент в досліджуваній області описується лоренцівською кривою, що необхідно враховувати в умовах реального зондування. Тоді можна записати,

$$\xi(\lambda) = \xi_0 \frac{(\ln 2)^{1/2}}{\Delta_e \pi^{1/2}} \exp\left(-\frac{(\lambda_0 - \lambda)^2}{\Delta_e^2}\right), \quad (12)$$

де  $\Delta_e$  – напівширина спектральної функції пропускання оптичної системи лідара;

$$E(\lambda) = E_0 \frac{(\ln 2)^{1/2}}{\Delta_0 \pi^{1/2}} \exp\left(-\frac{(\lambda_0 - \lambda)^2}{\Delta_0^2}\right), \quad (13)$$

де  $\Delta_0$  – напівширина лінії лазерного випромінювання на довжині хвилі  $\lambda_0$

$$\sigma^A(\lambda) = \sigma^A \frac{\Delta_n}{\pi[(\lambda_n - \lambda)^2 + \Delta_n^2]}, \quad (14)$$

де  $\lambda_n$  – довжина хвилі, відповідна центру лінії поглинання;  $\Delta_n$  – напівширина лінії поглинання молекули досліджуваного газу.

З урахуванням формул (11) – (14) і того, що для методу ДПР  $\Delta_{\Pi} \gg \Delta_0$ , вираз (9) можна перетворити до вигляду

$$M(\Delta x) = \frac{E(\lambda_\omega, R + \Delta R)E(\lambda_0, R)}{E(\lambda_0, R + \Delta R)E(\lambda_\omega, R)} = \frac{\int_{\lambda_0 - \Delta_c}^{\lambda_0 + \Delta_c} \exp\left\{-\frac{(\lambda_0 - \lambda)^2}{\Delta_{\Pi}^2 \Delta_X^2} - \frac{2\tau_1 \Delta_0}{\Delta_X [(\lambda_{\Pi} \lambda)^2 + \Delta_{\Pi}^2]}\right\} d\lambda}{\int_{\lambda_0 - \Delta_c}^{\lambda_0 + \Delta_c} \exp\left\{-\frac{(\lambda_0 - \lambda)^2}{\Delta_{\Pi}^2 \Delta_X^2} - \frac{2\tau_2 \Delta_0}{\Delta_X [(\lambda_{\Pi} \lambda)^2 + \Delta_{\Pi}^2]}\right\} d\lambda} \quad (15)$$

де  $\Delta_X = \frac{\Delta_0}{\Delta_{\Pi}}$  – відношення напівширини лінії лазерного випромінювання до напівширини

лінії поглинання досліджуваного газу;  $\tau_1$ ,  $\tau_2$  – оптична товщина поглинання випромінювання для відстаней  $R$  і  $R + \Delta R$  відповідно.

Аналіз виразу (15) показує, що зміна співвідношення напівширини лазерного випромінювання і напівширини лінії поглинання досліджуваного газу ( $\Delta_X$ ) призводить до необхідності врахування систематичної помилки вимірювань, пов'язаної з кінцевою шириною спектральної лінії лазерного випромінювання. Для  $n$  вимірів  $\Delta_X$  необхідно зменшувати.

## Висновки

Методи лазерної спектроскопії є найбільш перспективними для вирішення задач, пов'язаних з дистанційним виявленням слідів залишків ВВ на поверхнях тіл.

Проведені дослідження впливу ширини лінії лазерного випромінювання на ефективність лазерних вимірів. В результаті досліджень отримано вираз (15), який характеризує точність проведення вимірювань в залежності від співвідношення ширини лінії випромінювання і ширини контуру поглинання. Зі зменшенням відношення ширини лінії лазерного випромінювання

нювання до ширини контуру лінії поглинання точність лідарних вимірів зростає, що дозволяє проводити високоточні вимірювання концентрації небезпечних речовин.

Системи можуть бути використані для вирішення спеціальних пошуково-доглядових завдань, пов'язаних, наприклад, з контролем транспортних засобів і виявленням терористів-смертників.

#### **Список літератури:**

1. Скворцов Л.А. Лазерные методы дистанционного обнаружения химических соединений на поверхности тел. – Москва : ТЕХНОСФЕРА, 2014. – 208 с.
2. Айрапетян В. С. Методы обнаружения взрывчатых веществ / В.С. Айрапетян, М.С.Бакуменко, С.Г. Губин // Интерэкспо Гео-Сибирь. – 2013. – Вып. № 2, т. 5. – С.170–178.
3. Новгородская А.В. Обзор методов бесконтактного дистанционного обнаружения и идентификации опасных веществ // Инженерный журнал: наука и инновации. – 2013. – Вып. 8. URL: <http://engjournal.ru/catalog/pribor/hidden/866.html>.
4. Максименко Е.В. Дистанционное обнаружение следовых количеств взрывчатых веществ методом активного формирования спектральных изображений / Е.В. Максименко, Л.В. Чернышова // Южно-сибирский научный вестник. – 2014. – № 2 (6). – С.64 – 66.
5. Гейко П.П. Контроль концентрации отравляющих веществ лидаром дифференциального поглощения на основе СО<sub>2</sub>-лазера / Гейко П.П. // Доклады Томск. гос. ун-та систем управления и радиоэлектроники. – 2011. – Вып. 2 – 3. – С.31 – 35.
6. Межерис Р. Лазерное дистанционное зондирование. – Москва : Мир, 1987. – 550 с.
7. Тюрин С.В. Влияние ширины линии лазерного излучения на эффективность метода дифференциального поглощения / С.В. Тюрин, М.М.Быков, В.А. Романюк, С.В.Шурыгин // Радиотехника. – 2002. – Вып.125. – С. 157– 160.

*Харківський національний  
університет радіоелектроніки*

*Надійшла до редколегії 11.06.2018*