

УДК 621.43. 044

Є.О. Тихонов, д-р техн. наук, проф.
Г.С. Логінов, асп.**АНАЛІЗ ФІЗИЧНИХ ОСНОВ ЛАЗЕРНОГО ЗАПАЛЮВАННЯ ПАЛИВНИХ СУМІШЕЙ**

Розглянуто сучасний стан і фізичні основи лазерного запалювання паливних сумішей у двигунах внутрішнього згорання як можливої альтернативи електроіскровому запалюванню. Стимулювальними чинниками розвитку лазерної технології є енергозбереження, вимоги екології і технічні переваги безелектродного запалювання.

The up-to-date state and a principal physics of laser ignition of fuel intermixtures in internal combustion engines as the possible alternative of an existing electrodeless one is viewed. The boosting factor of development of this laser technology are energy conservation, ecology claims and technical advantages of electrodeless ignition.

Формулювання проблеми

Діаметр фокальної плями під час фокусування лазерного променя, сформованого основною модою TEM_{00} , обмежується дифракцією й описується виразом

$$D_{\min} \cong 4 \lambda (F/\varnothing)/\pi,$$

де F – фокальна довжина лінзи;

\varnothing – діаметр лазерного пучка (якщо він менший від діаметра лінзи) або діаметр апертурної діафрагми в разі оберненого співвідношення.

Унаслідок фокусування інтенсивність світла підвищується на кілька порядків, що супроводжується утворенням плазменного згустку як у повітрі, так і в газових середовищах.

Відзначимо, що лазерний пробій у повітрі належить до відомих явищ. Він досягається з випромінюванням імпульсних лазерів з модульованою добротністю.

Утворення лазерної плазми супроводжується світінням широкого спектрального складу та звуковою ударною хвилею, що вказує на високу температуру плазменного згустку, а отже, на можливість ініціювання запалювання паливних сумішей та вибухових матеріалів [1]. Однак подібно до багатьох проблем, що виникають у суміжній галузі, практично вирішити розглядану проблему, яка розглядається, у короткі терміни не вдалося: лазерам ще довелося долати довгий шлях удосконалення до стадії застосування у технічно сформованих галузях.

Декілька причин стимулює розроблення лазерного запалювання за вже наявного електроіскрового. Для роботи типового двигуна внутрішнього згорання застосовується паливна суміш, утворена вуглеводневими продуктами і киснем повітря. Висока температура згорання зумовлює утворення оксидів азоту. Їх високі концентрації утворюють «міський смог». Частково вирішити цю проблему можна, використовуючи збіднені паливні суміші.

На жаль, такий режим роботи призводить до зменшення ККД двигуна і потребує підвищення потужності системи запалювання. Зростання потужності системи запалювання супроводжується прискореним руйнуванням електродів.

Удосконалення свічок (платинові покриття) призводить до їх подорожчання і не вирішує проблеми повністю. Паливні суміші на основі метанобутану (як і збіднені аерозольні суміші) також потребують більшої потужності запалювання. Можливим вирішенням цієї проблеми є запалювання за допомогою лазерного випромінювання. Цей безелектродний спосіб утворення плазменного згустку не обмежений місцем локалізації і, у розумних межах, потужністю. Істотно, що свічка як основний елемент іскрового запалювання взагалі усувається з зони горіння.

Фізика лазерного запалювання палива

Коли до електродів прикласти високу напругу (≈ 30 кВ/см), у міжелектродному зазорі відбувається іонізація молекул з утворенням плазми. Це явище називають електричним пробоем.

Пробій є результатом лавинної іонізації молекул газу.

Вільні електрони народжуються в невеликій кількості під дією космічних променів. Прискорюючись електричним полем, вони здобувають енергію, достатню для іонізації молекул.

З кожного такого електрона виходять два повільні електрони, які знову, здобуваючи енергію поля, іонізують нові молекули. Так розвивається електронна лавина. Газова суміш іонізується до ступеня, що залежить (зокрема) від того, який граничний струм може забезпечити зовнішній ланцюг. У випадку паливних сумішей відразу за пробоем виникає їх ударне запалювання зі швидким підвищенням тиску і температури. Процеси іонізації супроводжуються також збудженням молекул, що випромінюють в ультрафіолетовій і видимій ділянках спектра.

Хоча між міліметровим і субмікронним випромінюваннями немає принципової відмінності, відкриття оптичного лазерного пробою в 1963 р. було несподіванкою.

Лазерний пробій повітря відбувався, коли інтенсивність світла у фокусі лінзи досягала близько 100 МВт/см^2 , що стало можливим за модуляції добротності лазера.

Фізична сутність Q -модуляції ґрунтується на завищенні початкових утрат резонатора, що супроводжується завищенням початкового підсилення. У момент часу, коли це підсилення максимальне, внесені втрати швидко (порівняно з терміном лазерного стану) забирають, створюючи сильне перевищення підсилення над втратами, що спричиняє лавиноподібний (декілька наносекунд) процес генерації імпульсу світла потужністю близько $(1-20) \text{ МВт}$. Із фокусуванням такого оптичного випромінювання створюється пробійна напруга поля близько $2 \cdot 10^6 \text{ В/см}$. Поріг пробою за напруженістю світлового поля $E_{\text{пор}}$ зв'язаний з інтенсивністю світла:

$$E_{\text{пор}} = (4\pi I_{\text{пор}}/c)^{0.5}.$$

Утворення плазми на передньому фронті лазерного імпульсу супроводжується сильним поглинанням його енергії на задньому фронті і залежить від типу газу, його чистоти, тиску, температури і довжини хвилі [2; 3]. Істотна розбіжність експериментальних порогів пробою чистого і запиленого повітря, а також у сотні мегават віддалік й біля поверхні конденсованих матеріалів указує на вплив первинних вільних електронів.

Під час пробою в постійних полях такої залежності не виникає, тому що під дією космічного випромінювання завжди народжуються електрони зі швидкістю $10-10^2 \text{ с}^{-1}$. У випадку ж імпульсного лазерного пробою ($\approx 10 \text{ нс}$) поява вільних електронів в обмеженому фокальному об'ємі ($\approx 10^{-5} \text{ см}^3$) майже не можлива. Це означає, що при лазерному пробіі запалювальні електрони можуть виникати (залежно від співвідношення енергії фотонів та іонізації) у результаті одно- і багатифотонної іонізації (БІ).

Теорії БІ запропоновані в ряді праць [4-8]. Оскільки енергія іонізації більшості газів близько $(10-20) \text{ еВ}$, набагато перевищує енергію кванта від рубінового і неодимового лазерів $1,78$ і $1,18 \text{ еВ}$, то для БІ молекул таких газів потрібне одночасне поглинання декількох квантів. Наведено основні співвідношення, що характеризують залежність порога БІ від умов експерименту. Кількість квантів, потрібна для іонізації:

$$n = J/h\nu + 1,$$

де J – енергія іонізації;

$h\nu$ – енергія кванта.

Ймовірність w одночасного поглинання n квантів пропорційна n -му степеню інтенсивності:

$$w = AI^n.$$

Повна кількість актів іонізації N_e пропорційна концентрації молекул N_a , довжині лазерного імпульсу Δ_t і об'єму фокальної зони V :

$$N_e = AN_a \Delta_t V I^n.$$

Пробій відбувається за деякої критичної величини $N_{\text{ср}}$. Для граничної щільності потоку фотонів одержимо

$$I_{\text{пор}} = (N_{\text{ср}}/AN_a \Delta_t V)^{1/n}. \quad (1)$$

Таким чином, $I_{\text{пор}}$ для БІ порівняно слабо залежить від густини газу, тривалості лазерного імпульсу і розмірів фокальної зони.

Детальні квантово-механічні розрахунки ймовірності БІ з урахуванням проміжних енергетичних станів виконано в праці [6], де показано, що ймовірність іонізації різко зростає, якщо енергія одного з проміжних станів близька до енергії цілого числа квантів. Згідно з працею [6] граничні потужності пробою, зумовленого БІ, для H_2 та інертних газів за тиску $\approx 1 \text{ Атм}$ і тривалості імпульсу 10 нс становить $10^{30-32} \text{ фотонів/см}^2 \cdot \text{с}$, що на 1-2 порядки вище від вимірюваних. Водночас потоки, потрібні для БІ одного електрона у фокальному об'ємі, добре узгоджуються з експериментально вимірюваними порогоми пробою.

Таким чином, БІ може забезпечити лише поява запалювальних електронів. Подальше збільшення їх кількості відбувається в результаті лавинної іонізації.

Слабка залежність граничного потоку від густини газу (1) приводить до того, що навіть малі концентрації домішок, які легко іонізуються, можуть зумовлювати появу запалювальних електронів. Тому, щоб спостерігати БІ в чистому вигляді, потрібно уникнути процесів лавинної іонізації. Для цього досить зменшити тиск газу до таких значень, коли довжина вільного пробігу електронів стане більшою від фокального об'єму. Лазерна іскра при цьому не виникає, але утворюються іони, вимірюючи концентрацію яких можна оцінити ймовірність БІ. Такі дослідження проводилися в працях [7-8]. Відразу за появою вільних електронів у результаті БІ настає етап їх лавинного збільшення з утворенням плазми. Ці первинні електрони поглинають світлові кванти під час зіткнень з нейтральними атомами. Коли енергія електрона зростає до значень, що перевищують енергію іонізації, електрон іонізує атом, з'являються два електрони і далі процес повторюється.

Кількість електронів зростає за експонентним законом:

$$N_t = N_0 e^{\gamma t},$$

де $\gamma = (I/\tau) \ln 2$ – постійна розвитку лавини;
 τ – час подвоєння кількості електронів.

Кінцева кількість електронів дуже сильно залежить від постійної розвитку лавини, що, в свою чергу залежить від напруженості електромагнітного поля. Цим пояснюється граничний характер процесу.

Поріг пробою визначається з умови, що за час імпульсу Δ_t повна кількість електронів досягає деякої критичної величини N_{cr} . Тоді

$$\gamma_{cr} = [\ln(N_0/N_{cr})]/\Delta_t \quad (2)$$

Теорії лавинної іонізації присвячені праці [9–15]. Наведемо основні співвідношення, що характеризують процес лавинної іонізації.

Швидкість наростання енергії електрона в полі електромагнітного випромінювання за невеликих густин газу, коли $v_{ef} \ll \omega$, дається співвідношенням

$$dE/dt = (4\pi e^2/mc)(v_{ef}^2 I/\omega^2),$$

де $v_{ef} = N_a v \sigma_{tr}$ – ефективна частота зіткнень;

N_a – концентрація молекул газу;

v – швидкість електрона;

σ_{tr} – транспортний перетин;

e, m – заряд і маса електрона;

I – інтенсивність світлового потоку;

ω – частота оптичного поля.

Час подвоєння кількості електронів τ можна визначити, припускаючи, що за цей час електрон набирає енергію, що дорівнює енергії іонізації:

$$U_i = (4\pi e^2/mc)(v_{ef}^2 I/\omega^2)\tau.$$

Звідси

$$\gamma = (4\pi \ln 2) e^2 v_{ef}^2 I/mc U_i \omega^2. \quad (3)$$

Граничну інтенсивність знайдемо, прирівнявши значення з рівняння (3) до величини γ_{cr} (2):

$$I_{пор} = [mc U_i \omega^2 \ln(N_{cr}/N_0)] / (4\pi (\ln 2) e^2 N_a v \sigma_{tr} \Delta_t). \quad (4)$$

Для імпульсів рубінового лазера розрахункові значення граничної інтенсивності розумно узгоджуються з експериментальними значеннями. Однак на практиці може з'явитися безліч обставин, що змінюють поріг лазерного пробою паливних сумішей у той або інший бік.

Багато з таких нюансів для простих газів розглянуто в праці [3].

Палива на основі вуглеводородних газових сумішей можуть мати свої особливості щодо порога, які можна з'ясувати під час експериментальної перевірки. Відмітною ознакою цих сумішей є горючість, а головною метою лазерного підпалювання стає визначення мінімального порога лазерного пробою за потужністю й енергією лазерного імпульсу. Формула для порога лазерного пробою (4) уже вказує на основні параметри випромінювання, які варто вибирати для його мінімізації.

Типову паливну суміш двигунів внутрішнього згоряння утворюють вуглеводні класу алканів із загальною формулою ряду $C_n H_{2n+2}$. Алкани мають відкритий ланцюг з одинарними σ -зв'язками, що обумовлює характерні особливості їхніх фотоіонізаційних характеристик. Вуглецевий C–C σ -зв'язок зобов'язаний sp^3 -гібридизації електронних орбіталей вуглецю і допускає вільне обертання навколо цього зв'язку. Першими в ряді алканів стоять метан, етан, бутан, пропан – гази, далі гексан, гептан і їхні ізомери – рідини, а після 20 атомів вуглецю в ланцюзі з'являються тверді за нормальних умов парафіни. Алкани – головні компоненти натуральних газів і нафти, з яких їх одержують. Хімія алканів починається з очищення нафти, де проводять кілька реакцій, щоб підготувати вихідну суміш вуглеводнів для застосувань як паливо. Головними з цих реакцій можна назвати:

- ізомеризацію лінійних ланцюгів у розгалуженні;
- крекінг або розщеплення великих молекул до менших із 6–8 вуглецькими в ланцюзі;
- алкування (комбінація пропілену і бутану, що дає 2-, 3-диметилпентан);
- циклодигідрогенацію, за якої утворюються ароматичні фрагменти [16].

У більшості випадків згоряння алканових сумішей не є повним, у результаті чого в продуктах згоряння спостерігаються не повністю окиснені фрагменти типу CO і сажі. Частково контрольоване згоряння досягне, якщо всі C–H зв'язки зробити ізоенергетичними (за енергією зв'язку) або одну з них зробити значно слабшою за всі інші.

Нами має бути розглянутий процес запалювання і горіння паливної суміші (алкани плюс повітря) під впливом лазерного випромінювання.

Найбільшу специфіку в цьому випадку становить первісна фаза – запалювання. Саме горіння залишається таким же, як і в разі електроіскрового запалювання, тому може розглядатися на основі існуючих моделей [17; 18]. У загальному випадку горіння палива являє собою екзотермічну автокатолітичну реакцію окиснювання суміші алканів киснем повітря, еволюція якої залежить від їх початкових концентрацій, проміжних продуктів реакції і температури. Автоприскорення горіння можна одержати за рахунок підвищення температури та ланцюгової реакції зростання проміжних продуктів реакції, що вступають в реакцію горіння.

У результаті автоприскорення потужність процесу швидко досягає максимуму, після чого спадає до нуля в міру виснаження продуктів горіння і падіння тиску.

Видима зона горіння називається полум'ям, а його світіння виникає в результаті нагрівання до температур піролізу близько 1200 К сажі й інших елементів у продуктах горіння. У процесі цієї реакції звільняється і теплова енергія, а також з'являються реакційні проміжні продукти – атоми і вільні радикали.

Еволюція горіння з виділенням тепла й основних кінцевих продуктів горіння CO_2 і H_2O визначається здебільшого швидкістю змішування/витрати початкових продуктів – алканів і окисника.

Найважливіша особливість процесу горіння – переміщення в просторі його фронту. Переміщення фронту горіння зумовлено дифузиею і теплопровідністю. Теплова енергія й активні центри із зони горіння передаються сусіднім ділянкам паливної суміші й ініціюють там горіння. Розрізняють масову m і лінійну u швидкості руху фронту горіння, зв'язані співвідношенням

$$m = \rho u,$$

де ρ – щільність вихідної суміші.

На відміну від детонації (ударна хвиля звуку) швидкість руху фронту горіння невелика ($10^{-3} - 10$ м/с). Структуру фронту горіння і розподіл продуктів показано на рис. 1.

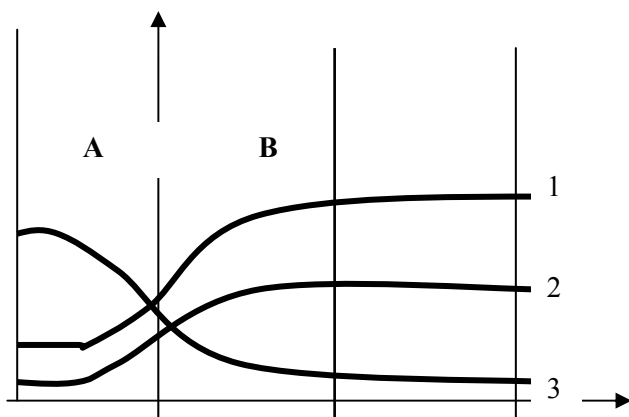


Рис. 1. Одновимірне розподілення по зонах:

- 1 – зона температури;
- 2 – зона продуктів горіння;
- 3 – зона концентрації палива;
- A – зона прогріву;
- B – зона хімічної реакції;
- C – зона виходу продуктів горіння

Максимальне тепловиділення приходить на середину зони B.

Реакція горіння відбувається у вузькій зоні ($\approx 10^{-2}$ мм) за температури, що визначається відношенням теплоти згорання до теплоємності Q/c_p за постійного тиску.

Максимум тепловиділень виникає внаслідок того, що спочатку реакції температура низька, а наприкінці реакції – немає паливних продуктів.

Швидкість горіння

$$u \sim (\chi/\tau)^{0.5},$$

де χ , τ – коефіцієнт температуропровідності і характеристичний час реакції в зоні горіння.

Реакція окиснювання продуктів горіння може сповільнюватися на хвостах полум'я за рахунок зниження температури і може зупинитися у разі спаду температури нижче від критичної на холодних стінках камери згорання. Коли паливний компонент і окисник перебувають у газоподібному стані і добре перемішані, горіння називають гомогенним.

Рідкі продукти палива (бензини) готують для горіння через їх випарювання з краплинного стану, що впорскуються в камеру згорання. Це горіння відносять до гетерогенного.

Горіння починається, коли обидва продукти нагріваються до критичної температури, що залежить від типу пального й окисника, їх концентраційного відношення та фізичних характеристик оточення.

Крім горіння з прискоренням, можливе горіння за дуже низьких швидкостей і температур без полум'я. Таке горіння пов'язане з окиснюванням без автоприскорення.

Формула для граничного значення інтенсивності лазерного пробою (4) указує, що інтенсивність, яка зумовила пробій газу, прямо пропорційна іонізаційному потенціалові молекул паливної суміші. Тому домішки з низьким потенціалом іонізації в газах з високим потенціалом зі збільшенням концентрації можуть знижувати поріг запалювання в кілька разів.

Обговоримо величину іонізаційного потенціалу алканів, як найбільш важливих з'єднань у складі паливних сумішей.

Горіння починається з реакції між киснем повітря й атомарним воднем, якого спочатку в паливній суміші немає.

Атомарний водень з'являється в результаті дисоціації алканів під час певних фото- або термо-випромінювань, тобто під час опромінення світлом, що приводять до їх іонізації. Дисоціація – кінцевий акт утворення атомарного водню. Первинним актом є фотоіонізація або/і термоіонізація молекул алканів. Щоб показати фізичну картину процесу, почнемо розгляд з етапу утворення молекули метану – першого члена з гомологічного ряду алканів. Апробованою теоретичною моделлю для опису електронних станів молекул є метод молекулярних орбіталей (МО) [19].

Молекула CH_4 приймає структуру тетраедра з атомом C у центрі. Ця конфігурація є результатом sp^3 -гібридації, за якої вуглець має чотири просторово рознесені валентні зв'язки.

Відповідно її МО класифікуються за поданням точкової групи симетрії T_d , що й визначає ймовірності електронних переходів між її МО і величиною іонізаційних потенціалів. У свою чергу, МО утворюються з комбінацій атомних орбіталей (АО) з урахуванням взаємної орієнтації спінів електронів, що спаровуються. Атомні s -орбіти утворюють молекулярні σ -орбіталі, атомні p -орбіти утворюють молекулярні σ - і π -орбіталі. Як і в атомах, енергія МО зростає з їхнім порядковим номером. Зміна енергій МО порівняно з енергією АО, що їх утворюють, простежується на кореляційних енергетичних діаграмах. Чотири сполучні МО метану будуть заселені відповідно до принципу Паулі: вони утворюють основний стан молекули.

Електронне збудження CH_4 може відбуватися внаслідок збудження найменш зв'язаних електронів верхньої МО на найближчі за енергією антизв'язувальні орбіталі, причому чим вище вони за енергією, тим більше АО-подібними вони стають. Отже, їх можна називати рідберговськими станами, причому граничним їх випадком буде відрив електрона та іонізація молекули. Таким чином, велика кількість електронних станів молекули виявляється без мінімуму потенціальної енергії для складових її атомів. Існує емпіричне правило визначення стабільності: кількість зв'язувальних МО повинна перевищувати кількість антизв'язувальних МО [19]. Орбіталі $2a_1$ і $1f_2$ у CH_4 є сильнзв'язувальними. Орбіталі $3a_1$ і $2f_2$ належать до антизв'язувальних (рис. 2).

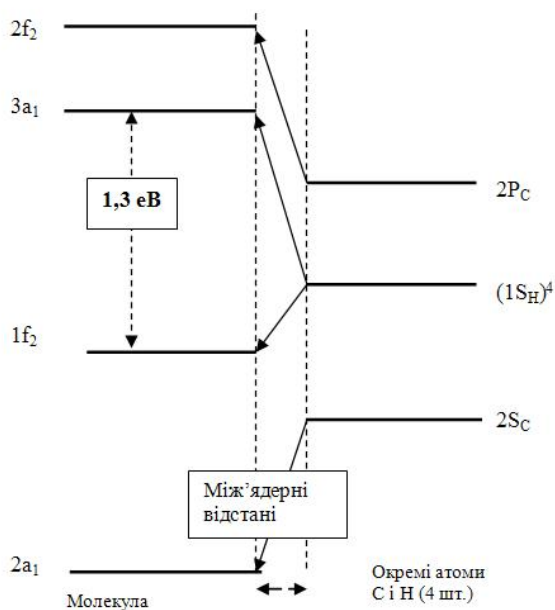


Рис. 2. Кореляція та симетрія орбіталей молекули метану CH_4 (група симетрії T_d) з атомними орбітами C та H при зміні між'ядерної відстані

Орбіталь $1a_1$ залишається по суті атомною $1S_C$ -орбітою, що не впливає на стабільність молекули.

Вісім зовнішніх валентних електронів CH_4 заповнюють дві зв'язувальні орбіталі, на антизв'язувальних орбіталах електронів немає, тому в основному стані молекула стабільна.

Із видаленням електрона з верхньої зв'язувальної орбіталі CH_4 міцність його зв'язку з H істотно зменшується. Те, що для одержання іона CH_3^+ достатній фотон з енергією 1,3 eВ ($\lambda \approx 950$ нм), підтверджується вимірюваннями. Така ж мала енергія потрібна для дисоціації метану на CH_3^+ і H у рідберговських серіях метану. Як наслідок, конфігурація молекули в цих станах значно відрізняється від рівноважної в основному стані. Тому під час поглинання світла відбувається перехід на нестабільну частину потенціальної поверхні, що приводить до неперервного спектра поглинання. Дискретного електронного спектра поглинання в метані й у гомологів C_2H_4 , C_3H_8 не виявлено.

Висновки

Загоряння алканів під дією світла або нагрівання є наслідком відносно легкої їх фото-, термоіонізації, яка супроводжується дисоціацією з утворенням атомарного водню. Останній унаслідок високої хімічної активності легко взаємодіє з навколишнім середовищем, у тому числі і з киснем. Тому для загоряння джерело світла має створювати деяку критичну концентрацію атомарного водню, що дозволяє перейти до режиму автоприскорення дисоціації алканів, але вже за рахунок екзотермічної реакції окиснювання і швидкого згоряння запасеного палива.

Основні параметри лазерного випромінювання – частоту ω і тривалість імпульсу – рекомендується вибирати, дотримуючись таких вимог: $\omega \geq \omega_{\text{іон}}$, де $\omega_{\text{іон}}$ – частота переходу між зв'язувальною і антизв'язувальною МО алканів, тривалість імпульсу лазерного випромінювання Δt згідно з формулою (4) варто вибирати якомога більшою, однак з урахуванням практичних можливостей лазерів генерувати високу потужність у наносекундному інтервалі. Випромінювання пікосекундної тривалості для цієї мети менш придатне і згідно з виразом (4) буде сприяти підвищенню потужності випромінювання від лазерного джерела.

Література

1. L.de Yong, Tam Nguyen, Waschl J. Laser Ignition of Explosives, Pyrotechnics and Propellants: a Review.- Melbourne Victoria, DSTO Aeronaut. and Maritime Research Lab. – 1995.

2. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. – М.: Наука, 1992. – 360 с.
3. Островская Г.В., Зайдель А.Н. Лазерная искра в газах // УФН. – 1973. – Т. 111, № 4. – С. 579–615.
4. Келдыш Л. В. Ионизация в поле сильной электромагнитной волны // ЖЭТФ. – 1964. – Т. 47, Вып. 5. – С. 1945–1957.
5. Бункин Ф.В., Прохоров А.М. Возбуждение и ионизация атомов в сильном поле излучения // ЖЭТФ. – 1964. – Т. 46, Вып. 3. – С. 1090–1097.
6. Gold A. H., Bebb H. V. Multyphoton Ionization of Hydrogen and Rare-Gas Atoms Phys // Rev. Rev. – 1966. – Vol. 14, № 1. – P. 1–24.
7. Воронов Г.С., Делоне Г.А., Делоне Н.Б. Возмущение магнитного поля плазмой лазерной искры // ЖЭТФ. – Т. 51, Вып. 6. – С. 1660–1664.
8. Делоне Г.А., Делоне Н.Б. Роль связанных состояний в процессе многофотонной ионизации // ЖЭТФ. – Т. 54, Вып. 4. – С. 1067–1068.
9. Зельдович Я. Б., Райзер П. О лавинной ионизации газа под действием светового импульса // ЖЭТФ. – Т. 47, Вып. 3. – P. 1150–1162.
10. Wright J. R. Theory of electron breakdown of gas by intense pulse of light // Proc. Phys. Soc. – Vol. 84. – P. 41–53.
11. Рютов Д.Д. Теория пробоя благородных газов на оптических частотах // ЖЭТФ. – Т. 47, Вып. 6. – С. 2194–2206.
12. Аскарьян Г.А., Рабинович М.С. Лавинная ионизация среды под действием вспышки интенсивного света // ЖЭТФ. – Т. 48, Вып. 4. – С. 290–294.
13. Барытин В.А., Хохлов Р.В. К вопросу о механизме светового пробоя газов // ЖЭТФ. – Т. 50, Вып. 1. – С. 472–473.
14. Афанасьев В., Беленов Э.М., Крохин О.Н. Лавинная ионизация газа мощным ультракоротким импульсом света // ЖЭТФ. – Т. 56, Вып. 1. – С. 256–263.
15. Афанасьев В., Беленов Э.М., Крохин О.Н., Полуэктов И.А. Лавинная ионизация газа при оптическом пробое в широком диапазоне потоков // ЖЭТФ. – Т. 57, Вып. 2. – С. 580–584.
16. Moore J.A., Jones W.D. Alkane // AccessScience@McGraw-Hill – <http://www.accessscience.com>, DOI 10.1036/1097-8542.023200, Nov. 22, 2004.
17. Beer J.M. Combustion // AccessScience @McGraw-Hill – <http://www.accessscience.com>, DOI 10.1036/1097-8542.150600, Apr. 10, 2000.
18. Прохоров А.М. Физическая энциклопедия. – М.: СЭ, 1988. – С. 515–516.
19. Герцберг Г. Электронные спектры и строение многоатомных молекул. – М.: Мир, 1969. – 772 с.

Стаття надійшла до редакції 05.09.07.