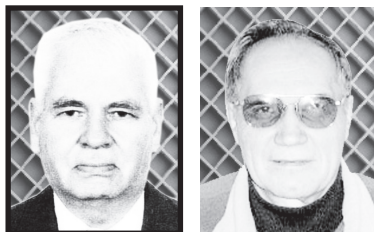


ЗБУДЖЕННЯ Й ЕНЕРГЕТИКА ПЛАЗМОНІВ У НАНОСИСТЕМІ

«НІКЕЛЬ – ВОДЕНЬ»



І.О. Яворський, канд. техн. наук,
Б.О. Грабовський

Вступ. Плазмони належать до так званих поверхневих поляритонів – досить широкого кола процесів і явищ, які виникають під дією електромагнітного випромінювання на межі двох середовищ з різними фізичними властивостями (наприклад, діелектрика з металом) і **включають** у себе, окрім зарядових коливань, ще й розповсюдження зарядових хвиль та ін. [1; 2]. У нанопорошках металів (напівпровідників) виникнення плазмонів супроводжується появою локалізованих електричних полів високої напруженості, що може сприяти перебігу енергообмінних і каталітичних процесів [2–4].

Особливого значення ці питання набувають у зв'язку з розробкою нетрадиційних методів отримання енергії, які ґрунтуються на *низькоенергетичних ядерних перетвореннях*, подібних до тих, що відбуваються за участю нікелю і водню в реакторі *E – Cat* Андреа Россі [5]. Останнім часом з'явилися повідомлення про підтвердження цих методів незалежними експертами і дослідниками з Італії, Швеції, Швейцарії, США [6–10].

Фізичний механізм цих перетворень усе ще залишається нез'ясованим, а спроби його пояснення значною мірою мають дискусійний характер. Певна категорія фахівців узагалі заперечує можливість їхнього існування як таких, що не відповідають загально визнаним канонам ядерної фізики. Робоча теза про перенасичення кристалічної ґратки нікелю воднем, яка досить часто використовується для пояснень, не дає повної відповіді на питання

щодо енергетики цих перетворень, оскільки не пов'язується з використанням наноструктурованого порошку нікелю та його нагріванням [8; 9]. Найбільш прийнятною є теорія Відома-Ларсена, в основу якої покладено збудження іонних коливань у гідрогенізованому металі з подальшою трансформацією протонів у теплові нейтрони [11]. Проте й ця теорія не є загально визнаною.

Не вдаючися в докладний аналіз того, як трактуються процеси в реакторі *E – Cat*, зазначимо, що їх можна зрозуміти (принаймні, частково) через залучення понять і принципів плазмонів і плазмонного резонансу [3; 4].

Збудження плазмонів

Розглянемо збудження *електронних* плазмонів. Зазвичай воно відбувається за умов резонансу, оскільки (за визначенням) електронний плазмон – це резонансні квантово-механічні коливання електронного газу (плазми) в провідному середовищі [1; 2]. Але ми використаємо дещо умовний, феноменологічний підхід. Електронний плазмон нами розглядатиметься як квазічастинка з коливальними властивостями, яка існує не тільки в резонансному стані, а й поза його межами. Її поведінка під впливом електромагнітного випромінювання моделюватиметься як коливання точкового пружно пов'язаного зарядженого твердого тіла, що має певну ефективну масу, під дією зовнішньої гармонічної збуджуючої сили.

За такого підходу диференціальне рівняння руху електронної квазічастинки-плазмона матиме вигляд:

$$m_* \ddot{x} + r \dot{x} + kx = F_0 \cdot \sin \omega t, \quad (1)$$

де m_* – ефективна маса плазмона;
 x – відхилення плазмона від положення рівноваги;

r – коефіцієнт тертя (приймаємо, що рух плазмона відбувається з дисипацією енергії);

k – коефіцієнт пружності (пов'язаний з кулонівською взаємодією зарядів);

F_0 – амплітуда збуджуючої сили (пропорційна заряду плазмона і амплітуді зовнішнього електричного поля);

ω – кругова частота збудження.

За умови швидкого згасання *власних* коливань розв'язком рівняння (1) є вираз для *вимушених* коливань плазмона [12; 13]

$$x = B \cdot \sin(\omega t + \varphi), \quad (2)$$

$$\text{де } B = \frac{F_0}{m_* \sqrt{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4\delta^2 \omega^2}},$$

$$\varphi = \arctg \frac{2\delta\omega}{\omega^2 - \omega_0^2}, \quad \delta = \frac{r}{2m_*} \text{ – коефіцієнт}$$

затухання, $\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m_*}}$ – кругова частота *власних* коливань.

Загальна енергія електронного плазмона E_e складається з кінетичної і потенціальної енергії *вимушених* коливань:

$$E_e = \frac{m_* \dot{x}^2}{2} + \frac{kx^2}{2} \quad (3)$$

або

$$E_e = \frac{F_0^2}{2} m_* \frac{\omega^2 - (\omega^2 - \omega_0^2) \cdot \sin^2 \left[\omega t + \arctg \frac{r\omega}{m_* (\omega^2 - \omega_0^2)} \right]}{m_*^2 (\omega^2 - \omega_0^2)^2 + r^2 \omega^2}. \quad (4)$$

При резонансі $\omega = \omega_0$, і тоді електронний плазмон матиме енергію

$$E_e = \frac{F_0^2}{2r^2} m_*. \quad (5)$$

Якщо априорно визнати можливість ви-

никнення в реакторі $E - \text{Cat}$ дисоціації та іонізації водню за участю нанопорошку нікелю і припустити існування в металі протонного резонансу [3; 4], то для енергії *протонного* плазмона E_p , за аналогією з (5), можна записати:

$$E_p = \frac{F_0^2}{2R^2} M_*, \quad (6)$$

де M_* – ефективна маса протонного плазмона;

R – його коефіцієнт тертя. Із (5) – (6) отримаємо:

$$E_p = E_e \left(\frac{r}{R} \right)^2 \frac{M_*}{m_*}. \quad (7)$$

Проаналізуємо вирази (5) – (7).

Накопичувана плазмонами енергія пропорційна квадрату амплітуди збуджуючої сили (поля) і, відповідно, енергії збуджуючого електромагнітного (оптичного, теплового) випромінювання. Тому польова ефективність (спроможність взаємодії з полем) робочого середовища реактора є важливою для перебігу енергетичних процесів. На неї впливатимуть фізико-хімічні властивості нанопорошку Ni (особливо розміри і форма наночастинок) і оточуючої речовини. За результатами електронно-мікроскопічних досліджень, наночастинок Ni мають розгалужену голчасту структуру з радіусом кривизни голок $\sim (3 \div 10) \text{ нм}$ [6; 7]. Це сприятиме плазмонному резонансу та енергообміну в робочому середовищі, оскільки на структурних неоднорідностях, вістрях тощо можуть утворюватися електричні поля високої напруженості (теоретично $E \rightarrow \infty$) [3]. До того ж не всі матеріали придатні до насичення воднем і збудження плазмонного резонансу, а в Ni ці властивості вдало поєднуються.

За однакової величини зарядів електронні і протонні плаزمони відрізнятимуться тільки

ефективними масами й резонансними частотами. Дисипативні втрати для обох типів плазмонів, найімовірніше, ідентичні, і тому r і R у (7) можна вважати близькими між собою.

Принципово важливим є взаємозв'язок між енергією плазмонів і їхніми ефективними масами. Оскільки $M_* = 1840m_e$, а енергія електронних плазмонів $E_e \simeq (1 \div 15)eV$ [1], то згідно з (7), для протонних плазмонів $E_p \simeq (2 \div 25)KeV$.

Отже, у резонансі протонний плазмон здатний накопичити суттєво більшу енергію, ніж електронний. При розпаді протонного плазмона, подібного до розпаду електронного при фотоemisії [14], його енергія може бути передана окремому протону і виявитися достатньою для подолання ядерного кулонівського бар'єра в Ni .

На рис.1 показана ймовірність W взаємопроникнення протонів і ядер нікелю як функція від E_p . Вона має якісний, ілюстративний зміст і є аналогом залежності прозорості кулонівського бар'єра від так званої ефективної енергії взаємодії прискорених іонів дейтерію, яка характеризує поведінку цих іонів у кристалічній ґратці металу і їхню придатність до ініціювання ядерних перетворень [8; 9]. Так,

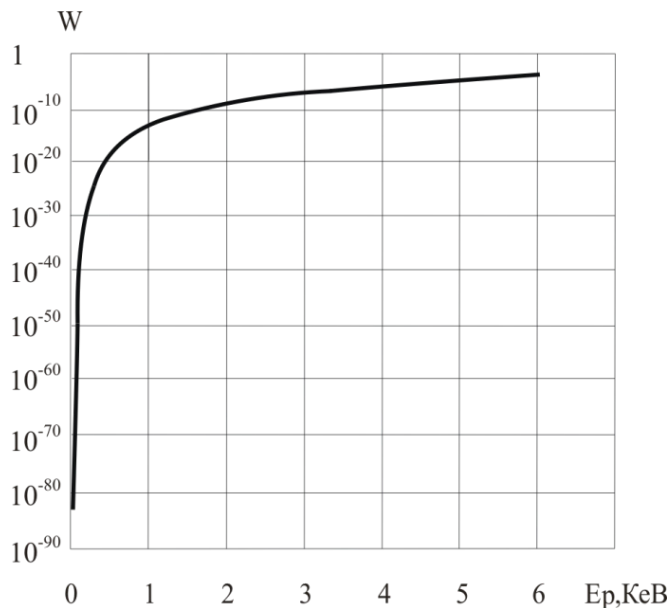


Рис.1. Імовірність W взаємопроникнення протонів і ядер Ni залежно від енергії протонів E_p

наприклад, при $E_p \sim (1,5 \div 2)KeV$ ця ймовірність сягає $\sim 10^{-10}$. А отже, при концентрації протонів $N_p \sim 10^{19}cm^{-3}$ [3] для $n \sim 10^9cm^{-3}$ з них існує можливість злиття з ядрами нікелю.

Наведений вище процес «закачування» енергії в протони через плазмонний резонанс нагадує розігрів плазми в керованому термоядерному синтезі. Але там ми маємо справу з повністю іонізованим середовищем, отримання якого вимагає велетенських імпульсних потужностей. У нашому ж випадку все відбувається значно простіше. Оскільки концентрація протонів завдяки перенасиченню нікелю воднем досить висока і вірогідність і швидкість перебігу внутрішньоядерних перетворень у кристалічній ґратці (металевій матриці) суттєво більші, ніж у плазмі [8; 9], то відпадає необхідність у використанні значних потужностей збудження вказаних перетворень.

Таким чином, перехід від атомних фізичних процесів до внутрішньоядерних у реакторі $E - Cat$ відбувається, на нашу думку, саме завдяки локалізованому плазмонному резонансу в нанопорошку. Інший (гіпотетичний) спосіб подолання протонами кулонівських бар'єрів можливий за умови перетворення протонів у нейтрони через взаємодію в кристалічній ґратці нікелю з вільними електронами за схемою $p^+ + e^- \rightarrow n^0$ [3; 11]. Нейтрони, що ініціюватимуть ядерні перетворення, можуть також утворюватися за механізмом « K -захвату» [15] ядрами нікелю атомних електронів при деформації їхніх орбіталей, яка може виникнути у зв'язку з перенасиченням кристалічної ґратки протонами.

Енергетика робочого середовища

Енергетичний баланс у реакторі $E - Cat$ залежить від співвідношення між поверхнею активної речовини (нанопорошку) і її об'ємом. Зі зменшенням цього об'єму відносні поверхневі енергетичні втрати зростатимуть. Зі збільшенням об'єму понад критичну межу важко буде керувати реакцією, оскільки внутрішнє енерговиділення може стати

неконтрольованим. Оптимальний варіант полягає у використанні обмеженої кількості енергогенеруючої речовини та управління її нагріванням.

Знайдемо співвідношення між енергією, яка накопичується протонними плазмонами і нанопорошком Ni .

Якщо взяти (як приклад) порошок з наночасточками діаметром $d = 30$ нм, то їхня густина $N \simeq d^{-3} = 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Нехай плазмон є колективним коливанням усіх протонів, що містяться в металевій наночасточці, і в кожній з них збуджується лише по одному плазмону з енергією $E_p = 2 \cdot 10^3 \text{ еВ}$. Тоді питома енергія протонних плазмонів $E_\Sigma = E_p \cdot N \simeq 15 \text{ Вт} \cdot \text{с} \cdot \text{см}^{-3}$. Сюди ще варто додати енергію $E_i \simeq 20 \text{ Вт} \cdot \text{с} \cdot \text{см}^{-3}$, отриману (можливо) протонами при іонізації.

Питома енергія, що накопичується нанопорошком завдяки нагріванню, при теплоємності $\chi = 0,11 \text{ кал} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{град}^{-1}$, густині $\rho = 4,6 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ (теплоємність і густину нанопорошку Ni приймаємо такими ж, як у суцільного матеріалу) і температурі $T = 1500 \text{ }^\circ\text{K}$, становитиме $E_T \simeq \chi \cdot \rho \cdot T = 750 \text{ Вт} \cdot \text{с} \cdot \text{см}^{-3}$.

Отже, частка енергії протонів, які ініціюють ядерні перетворення, становить $\frac{E_\Sigma + E_i}{E_T} \simeq 0,05$ від теплової енергії, що накопи-

чується в нанопорошку Ni . Тому, здавалося б, робоче середовище реактора $E - Cat$ має внутрішній енергетичний ресурс, необхідний для вказаних перетворень. Однак цей ресурс за своїми випромінювальними характеристиками (наприклад, за спектром) може виявитися недостатнім для збудження плазмонного резонансу і підтримки енергоутворюючих процесів. Саме тому для управління зазначеними процесами в реакторі мають використовуватися нагрівачі-випромінювачі. Це можуть бути не тільки автономні вузли, а й структури з просторово розподіленими параметрами, інтегровані в робоче середовище. Вони генерують випромінювання, яке важко отримати безпосередньо в нанопорошку. Через нагрівачі може здійснюватися позитивний зворотний зв'язок із зовнішнім джерелом електричного струму, що живитиметься від реактора. Отже, нагрівачі повинні постійно функціонувати.

Вплив потужності нагрівання на температуру робочого середовища (рис. 2) ілюструється часовими залежностями $P(t)$ і $T(t)$, які характеризують одну з експериментальних конструкцій реактора [10]. Слід зазначити, що після припинення нагрівання в реакторі ще протягом $8 \div 10$ хвилин утримується відносно стабільна температура, що свідчить про певну

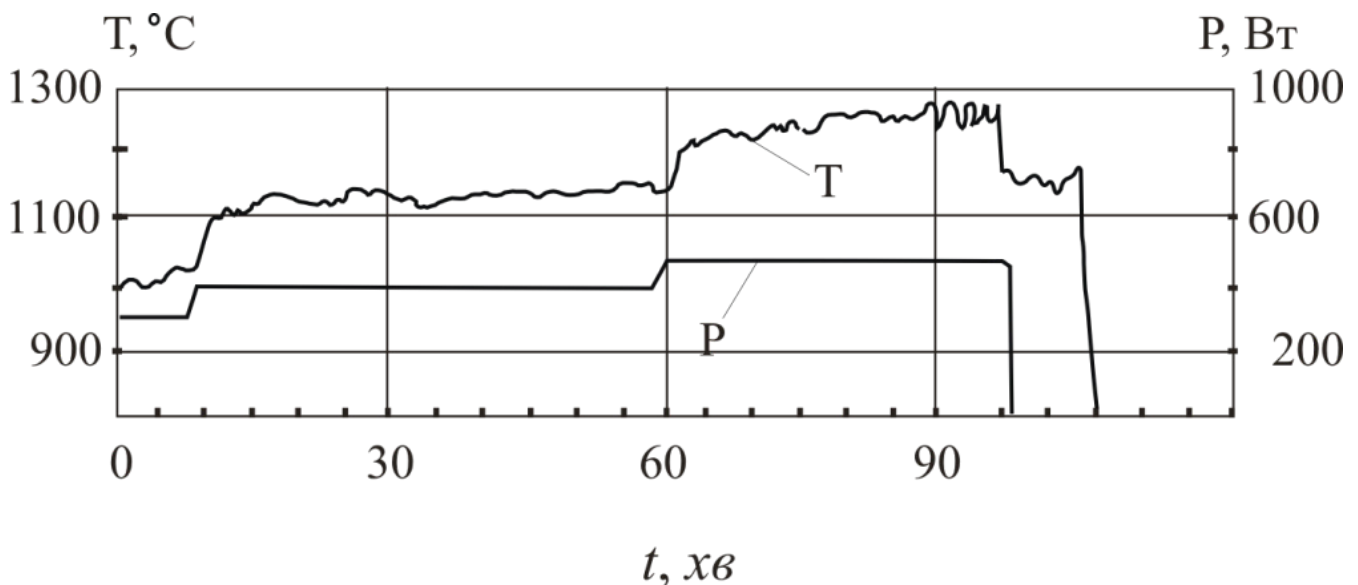


Рис. 2. Часові характеристики потужності $P(t)$ і температури $T(t)$ нагрівання робочого середовища

інерційність енергоутворюючих процесів.

Ефективність реактора визначається співвідношенням між отриманою на виході і витраченою на нагрівання енергією. За різними оцінками, воно коливається в межах від 3 до 30. Для енергетики це дуже високі (навіть рекордні) показники, але їхня повторюваність поки що недостатня. Збільшення температури робочого середовища є одним із можливих способів підвищення зазначеної ефективності, який частково реалізовано в «гарячій» конструкції реактора *Hot E – Cat*. Це пояснюється такими чинниками:

Розподіл енергії в спектрі випромінювання середовища, нагрітого до температури T , загалом визначається законом Планка. Згідно з законом зміщення Віна (який впливає із закону Планка), максимум випромінювання має місце на довжині хвилі $\lambda = \frac{0,2896}{T} \text{ см}$ [16]. Звідси знаходимо, що, наприклад, температурі $T \simeq 1300 \div 1500 \text{ }^\circ\text{K}$ відповідатиме $\lambda \simeq 1,9 \div 2,2 \text{ мкм}$. У цьому діапазоні в нанопорошку *Ni* може збуджуватися електронний плазмонний резонанс.

Резонансна частота збудження протонних плазмонів має бути меншою за частоту збудження електронних плазмонів. Протонний резонанс при вказаних вище температурах слід очікувати в далекій *ІЧ*-області на $\lambda \simeq 80 \div 95 \text{ мкм}$. Оцінки показують, що таке довгохвильове випромінювання становить $\sim 0,001 \%$ від випромінювання з $\lambda \simeq 1,9 \div 2,2 \text{ мкм}$, а підвищення температури (наприклад, від 1300 до $1500 \text{ }^\circ\text{K}$) спричинює відносно його зростання лише в 1,3 раза. Проблематичним є досягнення належної потужності такого випромінювання. Тому здійснити ефективно збудження електронного і протонного плазмонних резонансів у вузькому температурному діапазоні простим нагріванням робочого середовища досить складно.

Разом із тим довжина хвиль збудження може змінюватися в разі зміни параметрів плазмонної коливальної системи під впливом

різних факторів. Як зазначалося, енергія плазмона пропорційна енергії електромагнітного поля оптичного (теплого) випромінювання – згідно з законом Стефана-Больцмана, вона $\sim T^4$. Збільшуючи температуру (але так, щоб не виникало спікання нанопорошку), регулюючи спектр випромінювання, використовуючи водень з тиском у кілька десятків атмосфер (від тиску залежить насиченість нікелю протонами) і корегуючи розмірні характеристики нанопорошку, можна одночасно досягти більш-менш прийнятних рівнів збудження обох типів резонансу. Слід зауважити, що пошуки контрольованих методів збудження плазмонів заслуговують на увагу, оскільки, використовуючи їх, можна керувати роботою реактора.

Можна припустити, що механізм і послідовність процесів, що ініціюють енергоутворення в реакторі *E – Cat*, такі:

- оптичне (теплове) електромагнітне випромінювання викликає в нанопорошку нікелю локалізований електронний плазмонний резонанс, який супроводжується появою змінного електричного поля високої напруженості;
- під польовим впливом електронного плазмонного резонансу на поверхні нікелю відбуваються гетерогенні процеси дисоціації та іонізації водню;
- іони водню дифундують у нікель і утворюють у ньому протонний газ;
- теплове випромінювання збуджує в протонному газі локалізований протонний плазмонний резонанс, і при цьому формуються протонні плазмони з енергією $E_p \simeq (2 \div 25) \text{ KeV}$;
- протонні плазмони розпадаються і передають свою енергію окремим протонам, які можуть долати кулонівський бар'єр та ініціювати ядерні перетворення в нікелі.

Отже, ми припускаємо існування в нанопорошку нікелю вільних електронів і протонів і, відповідно, можливість збудження електронного і протонного плазмонних резонансів. Так, у звичайній низькотемпературній

водневій плазмі можуть одночасно існувати плазменні електронні і протонні (так званий іонний звук) коливання [17]. Частоти таких коливань у металевому нанопорошку можуть бути набагато вищими за відповідні частоти в газорозрядній плазмі. Зазначимо, що в разі насичення протонами нанопорошок у цілому залишиться електронейтральним, оскільки позитивний заряд протонів компенсуватиметься негативним зарядом делокалізованих електронів, які утворюються під час іонізації водню.

Варто також зауважити, що хоча плазмонний резонанс, можливо, й не єдиний фактор у механізмі виникнення низькоенергетичних ядерних перетворень, він може суттєво впливати на вказаний механізм, як і будь-які вільні та зв'язані носії зарядів у нанопорошку [3; 8; 9; 11].

Висновки

Ініціювання низькоенергетичних ядерних процесів у реакторі *E – Cat*, імовірно, пов'язане з оптичним (тепловим) збудженням електронних і протонних плазмонів за участю нанопорошку нікелю та водню. При цьому робоче середовище реактора слід розглядати як плазмонну коливальну систему з позитивним зворотним зв'язком, який підтримується електромагнітним випромінюванням.

У контексті наведеного бажаним було б теоретичне й експериментальне підтвердження іонізації водню та існування протонного резонансу в нікелі.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Дмитрук Н.Л. Поверхностные поляритоны в полупроводниках и диэлектриках / Н.Л. Дмитрук, В.Г. Литовченко, В.Л. Стрыжевский. – К.: Наук. думка, 1989. – С. 4; 118–119; 197.
2. Войтович И.Д. Сенсоры на основе плазмонного ре-

зонанса: принципы, технологии, применения / И.Д. Войтович, В.М. Корсунский. – К.: «Сталь», 2011. – С. 46–62; 331–374; 418–485.

3. І.О. Яворський, І.Д. Войтович. Інтенсифікація фізичних процесів в речовині під впливом плазмонного резонансу: зб. «Біол. і мед. інформатика та кібернетика» (БМІК-14): матеріали щорічн. наук.-техн. школи-семінару. – К., – 2014. – С. 170–176.

4. Войтович І.Д. Плазмонний резонанс. Досягнення і перспективи. І.Д. Войтович, І.О. Яворський, Б.О. Грабовський // Науково-технічна інформація. – 2014. – №2. – С. 37–46.

5. Rossi A. Method and Apparatus for Carrying Out Nickel and Hydrogen Exothermal Reaction. U.S. Patent Application Publication (2011/0005506 A1, Jun.13).

6. Levi G., Foshi E. et al. Observation of abundant heat production from a reactor device and of isotopic changes in the fuel (pp.1-53) www.sifferkoll.se/sifferkoll/wp-content/uploads/2014/10/luganoReportSubmit.pdf

7. McKubre M.. Analysis of New E-Cat Report (October 13, 2014) <https://nickelenergy.wordpress.com/tag/hanno-essen/>

8. Roundtable discussion on cold nuclear fusion on the Channeling 2014 Conference, October 8, 2014. – p.6. <http://www.coldfusion-power.com/>

9. Цыганов Э.Н. Холодный ядерный синтез / Э.Н. Цыганов // Ядерная физика. – 2012. – Т. 75. – №2. – С. 174–180.

10. Независимое воспроизведение реактора холодного синтеза Андреа Росси в России: [http://geetimes.ru/post/243787/\(20.01.2015\)](http://geetimes.ru/post/243787/(20.01.2015))

11. Widom A., Larsen L. Ultra low momentum neutron catalyzed nuclear reactions on metallic hydride surfaces // The European Physical Journal C (2006).

12. Гудименко Ф.С. Дифференціальні рівняння / Ф.С. Гудименко. – Вид.-во КДУ. – К., 1958. – С. 117–121.

13. Стрелков С.П. Механика / С.П. Стрелков. – ГИТТЛ. – М., 1956. – С. 385–390.

14. Borziak P.G., Katrich G.A., Naumovets A.G. Manybody and low-dimensional phenomena in electron emission from effective photocathodes // Physics of Low-Dimensional Structures. No 1/2 (1999). – P. 187–178.

15. Краткий справочник по физике [Н.И. Карякин, К.Н. Быстров, П.С. Киреев]. – М.: Высш. шк., 1962. – С. 463.

16. Справочник по физике [Б.М. Яворский, А.А. Детлаф]. – М.: Наука, 1964. – С. 622–626.

17. Физика слабоионизированного газа (в задачах с решениями) [Б.М. Смирнов]. – 3-е изд.– М.: Наука, 1985. – С. 154–163; 202–210.