

ІНСТИТУТ  
ФІЗИКИ  
КОНДЕНСОВАНИХ  
СИСТЕМ

ICMP-02-28U

Б.М. Лісний, А.П. Моїна

Деякі аспекти взаємодії лавоподібних паливовмісних матеріалів з зовнішнім змінним електромагнітним полем.

ЛЬВІВ

УДК: 537.874.2, 537.874.7

PACS: 03.50.De, 41.20.Jb

**Деякі аспекти взаємодії лавоподібних паливовмісних матеріалів з зовнішнім змінним електромагнітним полем**

Б.М. Лісний, А.П. Моїна

**Анотація.** У рамках макроскопічної електродинаміки розглядається відбивання, пропускання та поглинання електромагнітних хвиль діелектриком з втратами на нагрівання та з поверхневою провідністю (лавоподібних паливовмісних матеріалів ЛПВМ). Для плоскої монохроматичної електромагнітної хвилі, яка з повітряного середовища нормально падає на поверхню такого діелектрика розраховано коефіцієнти відбивання, пропускання та ефективного поглинання. Проведені розрахунки даних величин для різних типів ЛПВМ показують, що процес нагрівання електромагнітним випромінюванням тонких (товщина не перевищує 1.5 м) їх шарів найбільш ефективний при частоті 1 ГГц. Показано, що зростання поверхневої провідності зменшує ефективність процесу об'ємного нагрівання.

**Some aspects of interaction between lavalike fuel-containing materials and external a.c. electromagnetic field**

B.M. Lisnii, A.P. Moina

**Abstract.** In the framework of the macroscopic electrodynamics we consider reflection, transmission, and absorption of electromagnetic waves by dielectrics with losses and surface conductivity (lava-like fuel-containing materials, LFCM). For a plane monochromatic wave, which falls on a surface of such a dielectric normally from air, the reflection, transmittance, and effective absorption coefficients are calculated. Numerical values of the found quantities calculated for different types of LFCM suggest that the processes of heating of relatively thin (less than 1.5 m) layers of LFCM are the most efficient at frequency of external wave of 1 GHz. It is shown that increase in the surface conductivity decreases the efficiency of the bulk heating.

© Інститут фізики конденсованих систем 2002

Institute for Condensed Matter Physics 2002



## 1. Вступ

В роботі [1] звернуто увагу на можливість дистанційного руйнування твердих утворень лавоподібних паливовмісних матеріалів (ЛПВМ) шляхом швидкого локального неоднорідного їх нагріву потужним НВЧ – випромінюванням. Фізико-технологічною основою такої технології є створення в скупченнях ЛПВМ внутрішніх розтягуючих і стискаючих напруг у теплових полях з високими градієнтами. У зв'язку з цим необхідним є проведення оцінки ефективності такої методики, зокрема ефективності використання енергії зовнішнього електромагнітного поля та визначення на основі цього найбільш оптимальних параметрів опромінення, зокрема, його частоти. З цією метою розглянемо у рамках макроскопічної електродинаміки відбивання, пропускання та поглинання електромагнітних хвиль діелектриком з втратами на нагрівання та поверхневою провідністю.

## 2. Відбивання, пропускання та поглинання електромагнітних хвиль діелектриком типу ЛПВМ.

Отже, розглянемо плоску монохроматичну електромагнітну хвилю частотою  $\omega = 2\pi f$ , яка поширюється з ідеального діелектрика без діелектричних втрат (наприклад, повітря) в однорідний діелектрик з втратами, наприклад, “однорідний” зразок ЛПВМ. Зрозуміло, що ЛПВМ, є сильно неоднорідною системою з порами, різноманітними включеннями, тощо. Тут, однак, вплив цих неоднорідностей розглядатися не буде.

Діелектричні та магнітні проникності обох середовищ складають  $\varepsilon_1, \mu_1$  та  $\varepsilon_2, \mu_2$ , відповідно. Для наглядності, нехай хвиля поширюється вздовж осі  $z$  і падає на плоску границю середовищ, яка перпендикулярна до цієї осі. Тоді, електричні компоненти падаючої і відбитої хвиль та хвилі, що проникла в діелектрик з втратами визначаються виразами [2, 3]:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{\text{пад}} &= \mathbf{i}_x E_{\text{пад}}^{(0)} \exp[i(\omega t - k_1 z)], \\ \mathbf{E}_{\text{від}} &= \mathbf{i}_x E_{\text{від}}^{(0)} \exp[i(\omega t + k_1 z)], \\ \mathbf{E}_{\text{проп}} &= \mathbf{i}_x E_{\text{проп}}^{(0)} \exp[i(\omega t - k_2 z)], \end{aligned} \quad (1)$$

де

$$k_1 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1}, \quad k_2 = k_1 - i s_2 \quad (2)$$

причому

$$\begin{aligned} k_2 &= \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\mu_2}{2} \varepsilon_2(\omega) \left(1 + \sqrt{1 + t g^2 \delta}\right)}, \\ s_2 &= \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\mu_2}{2} \varepsilon_2(\omega) \left(-1 + \sqrt{1 + t g^2 \delta}\right)}, \end{aligned} \quad (3)$$

тут  $\tan \delta$  – це тангенс кута діелектричних втрат у діелектрику з втратами,  $c$  – швидкість світла.

Зв'язок між амплітудами падаючої і відбитої хвиль та хвилі, що проникла в діелектрик з втратами, визначається з граничних умов [2, 3]. Першою є умова неперервності тангенціальної складової сумарного вектора напруженості електричного поля хвиль на межі поділу двох середовищ, на які можливий поверхневий заряд діелектрика з втратами (ЛПВМ) не впливатиме. Другою є умова рівності різниці тангенціальних складових сумарних векторів напруженості магнітного поля хвиль у двох середовищах на межі їх поділу та поверхневого струму, який характеризуватимемо за допомогою поверхневої провідності  $\gamma_{\Sigma}(\omega)$ .

Для відбитої хвилі виникає додатковий зсув фази, так що

$$E_{\text{від}}^{(0)} = \left| E_{\text{від}}^{(0)} \right| \exp[i\varphi_{\text{від}}], \quad (4)$$

$$\left| E_{\text{від}}^{(0)} \right| = E_{\text{пад}}^{(0)} \sqrt{\frac{1 + \left(\frac{\mu_2 k_1}{\mu_1 s_2} - \frac{\mu_0 \mu_2 \omega \gamma_{\Sigma}(\omega)}{s_2} - \frac{k_2}{s_2}\right)^2}{1 + \left(\frac{\mu_2 k_1}{\mu_1 s_2} + \frac{\mu_0 \mu_2 \omega \gamma_{\Sigma}(\omega)}{s_2} + \frac{k_2}{s_2}\right)^2}} \quad (5)$$

і

$$\tan \varphi_{\text{від}} = \frac{2 \frac{\mu_2 k_1}{\mu_1 s_2}}{\left(\frac{\mu_2 k_1}{\mu_1 s_2}\right)^2 - \left(\frac{\mu_0 \mu_2 \omega \gamma_{\Sigma}(\omega)}{s_2} + \frac{k_2}{s_2}\right)^2 - 1}. \quad (6)$$

Тут  $\mu_0$  – магнітна постійна. Коефіцієнт відбивання, який визначається як відношення усереднених за період коливань відбитого та падаючого потоків електромагнітної енергії, тоді рівний

$$K_{\text{від}} = \left| \frac{E_{\text{від}}^{(0)}}{E_{\text{пад}}^{(0)}} \right|^2 = \frac{1 + \left(\frac{\mu_2 k_1}{\mu_1 s_2} - \frac{\mu_0 \mu_2 \omega \gamma_{\Sigma}(\omega)}{s_2} - \frac{k_2}{s_2}\right)^2}{1 + \left(\frac{\mu_2 k_1}{\mu_1 s_2} + \frac{\mu_0 \mu_2 \omega \gamma_{\Sigma}(\omega)}{s_2} + \frac{k_2}{s_2}\right)^2} \quad (7)$$

Для хвилі, що проникла в діелектрик з втратами, додатковий зсув фази виникає так само:

$$E_{\text{проп}}^{(0)} = \left| E_{\text{проп}}^{(0)} \right| \exp[i\varphi_{\text{проп}}], \quad (8)$$

де

$$\left| E_{\text{проп}}^{(0)} \right| = E_{\text{пад}}^{(0)} \frac{2}{\sqrt{\left(1 + \frac{\mu_0 \mu_1 \omega \gamma_{\Sigma}(\omega)}{k_1} + \frac{\mu_1 k_2}{\mu_2 k_1}\right)^2 + \left(\frac{\mu_1 s_2}{\mu_2 k_1}\right)^2}}, \quad (9)$$

$$\text{tg} \varphi_{\text{проп}} = \frac{1}{\frac{\mu_2 k_1}{\mu_1 s_2} + \frac{\mu_0 \mu_2 \omega \gamma_{\Sigma}(\omega)}{s_2} + \frac{k_2}{s_2}}. \quad (10)$$

Звідси коефіцієнт, що визначає частку енергії плоскої електромагнітної монохроматичної хвилі, яка поширюється у діелектрику з втратами, від енергії падаючої хвилі, рівний

$$K_{\text{проп}} = \left| \frac{E_{\text{проп}}^{(0)}}{E_{\text{пад}}^{(0)}} \right|^2 = \frac{4}{\left(1 + \frac{\mu_0 \mu_1 \omega \gamma_{\Sigma}(\omega)}{k_1} + \frac{\mu_1 k_2}{\mu_2 k_1}\right)^2 + \left(\frac{\mu_1 s_2}{\mu_2 k_1}\right)^2}. \quad (11)$$

Електромагнітна хвиля, що пройшла в діелектрик з втратами, поширюватиметься у ньому з загасаючою амплітудою. Єї енергія при цьому витрачається на нагрів діелектрика, що в кінцевому результаті може привести до його руйнування (теплого пробую) [4].

Оцінимо ефективність використання енергії падаючої хвилі в такому процесі. Середній потік енергії падаючої хвилі визначається середньою за період коливань нормальною до поверхні компонентою вектора Умова-Пойнтінга

$$\langle S_{\text{пад}} \rangle = f \int_0^{1/f} (\text{Re} \mathbf{E}_{\text{пад}} \times \text{Re} \mathbf{H}_{\text{пад}}) \cdot \mathbf{i}_z dt = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_0 c}{\sqrt{\varepsilon_1 \mu_1}} \left( E_{\text{пад}}^{(0)} \right)^2. \quad (12)$$

Тут  $\varepsilon_0$  – електрична постійна. Середня за період потужність, яка поглинається прямокутним шаром діелектрика з втратами одиничної площі та товщиною  $z_0$ , рівна проінтегрованій густині запрошеної на тепло потужності

$$\begin{aligned} \langle P_{\text{погл}} \rangle &= \int_0^{z_0} \frac{1}{2} \varepsilon_0 \omega \varepsilon_2''(\omega) \left| E_{\text{пад}}^{(0)} \right|^2 K_{\text{проп}} \exp(-2s_2 z) dz = \\ &= \frac{1}{4s_2} \varepsilon_0 \omega \varepsilon_2''(\omega) \left| E_{\text{пад}}^{(0)} \right|^2 K_{\text{проп}} [1 - \exp(-2s_2 z_0)]. \end{aligned} \quad (13)$$

Звідси, коефіцієнт ефективного (для процесу руйнування) поглинання енергії електромагнітного поля рівний

$$K_{\text{еф}} = \frac{\langle P_{\text{погл}} \rangle}{\langle S_{\text{пад}} \rangle} = \frac{\omega \varepsilon_2''(\omega)}{c \cdot 2s_2} \sqrt{\frac{\mu_1}{\varepsilon_1}} [1 - \exp(-2s_2 z_0)] K_{\text{проп}}. \quad (14)$$

Зробимо тепер деякі числові оцінки. Розглядатимемо прямокутний зразок ЛПВМ товщини  $z_0$  в повітрі при кімнатній температурі, який хочемо зруйнувати електромагнітною хвилею НВЧ-діапазону, що падає нормально до його поверхні. Покладаємо, що для повітря  $\varepsilon_1 = \mu_1 = 1$ . Так само, нехтуємо незначною магнітною сприйнятливостю ЛПВМ (порядку 0.0035-0.008 [5]) і покладаємо, що  $\mu_2 = 1$ . Ефектами поверхневої провідності ЛПВМ нехтуємо ( $\gamma_{\Sigma}(\omega) = 0$ ). Для діелектричної проникності та тангенса кута діелектричних втрат ЛПВМ різних типів на частотах з НВЧ-діапазону використовуємо експериментальні значення, взяті з роботи [6]. Для проникності та діелектричних втрат ЛПВМ усіх типів на частоті 1 ГГц використовуємо оціночні (прогнозовані) значення роботи [1].

На рис. 1 зображено частотну залежність коефіцієнта відбивання ЛПВМ різних типів. Як видно, відбивання дещо спадає з частотою і є найменшим при  $f = 1$  ГГц. При частотах, вищих від 1 кГц, коефіцієнт відбивання є практично однаковим у ЛПВМ усіх типів.

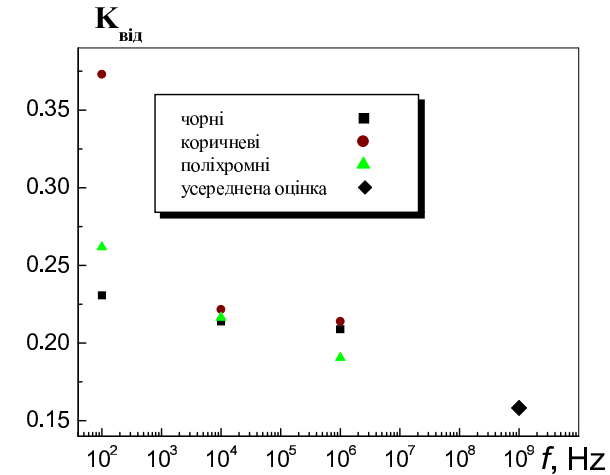


Рис. 1. Коефіцієнт відбивання енергії електромагнітного поля (при нормальному падінні) від плоскої поверхні ЛПВМ різних типів при кімнатній температурі як функція частоти зовнішнього поля.

Величина, обернена до  $s_2$ , визначає глибину проникнення електромагнітної хвилі у середовище. Як і очікувалося, глибина проникнення сильно спадає при збільшенні частоти хвилі, і складає, наприклад, для чорних ЛПВМ  $1.45 \cdot 10^5$  м при частоті 10 кГц,  $2.5 \cdot 10^3$  м при частоті 1 МГц, і вже лише 0.14 м для 1 ГГц, що узгоджує-

ться з оцінками, проведеними в роботі [1]. Для інших типів ЛПВМ порядок глибини проникнення електромагнітної хвилі такий самий відповідно до її частоти.

На рис. 2-3 показані залежності коефіцієнтів ефективного поглинання від товщини зразка на частотах 1 МГц і 1 ГГц, відповідно. Як показують розрахунки, при  $z_0$ , набагато меншому від глибини поглинання коефіцієнт ефективного поглинання від товщини зразка залежить практично лінійно. Для зразків більших розмірів ця залежність стає нелінійною і виходить на плато насичення при товщині зразка, дещо більшій від глибини проникнення.

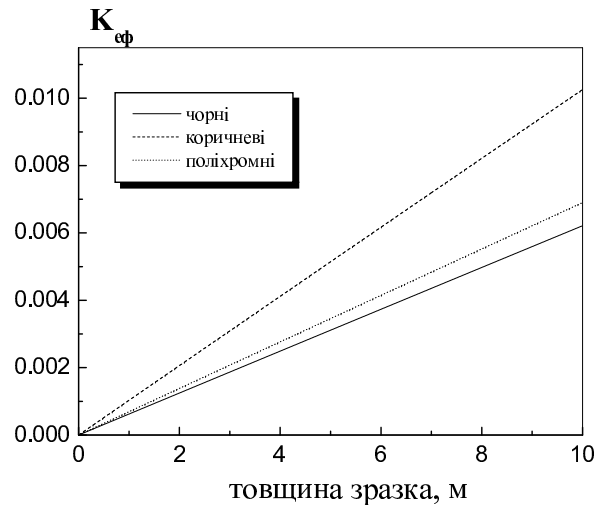


Рис. 2. Коефіцієнт ефективного поглинання енергії електромагнітного поля в ЛПВМ різних типів при кімнатній температурі як функція товщини зразків при частоті зовнішнього поля 1 МГц.

З рис. 4, на якому зображені частотні залежності коефіцієнтів ефективного поглинання енергії падаючої електромагнітної хвилі, видно, що при однократному пропусканні хвилі через зразок цей коефіцієнт є приблизно однаковим у ЛПВМ усіх типів і дуже швидко зростає при збільшенні частоти поля (у діапазоні від 100 Гц до 1 ГГц). Це явище пов'язане, насамперед, з різким зменшенням глибини проникнення електромагнітного поля з частотою. Зрозуміло, що чим менша глибина проникнення, тим ефективніше можна застосовувати нагрівання ЛПВМ електромагнітним опроміненням. Як видно, збільшення частоти від 1 МГц до 1 ГГц призводить до зрос-

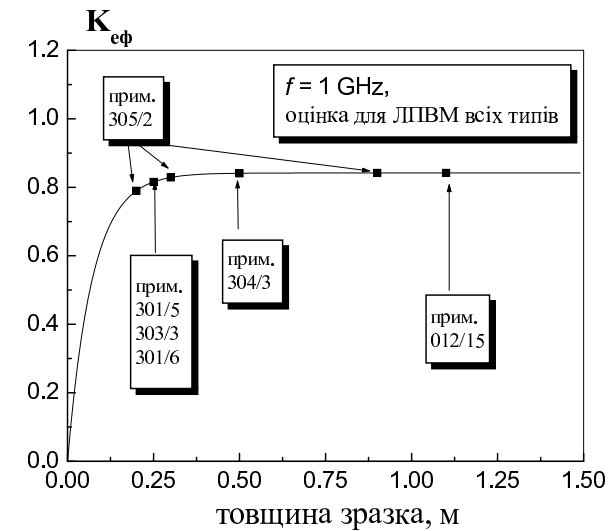


Рис. 3. Коефіцієнт ефективного поглинання енергії електромагнітного поля в ЛПВМ при кімнатній температурі як функція товщини зразків при частоті зовнішнього поля 1 ГГц. Вказані характерні товщини шарів ЛПВМ та приміщення об'єкту “Укриття”, в яких вони знаходяться [7].

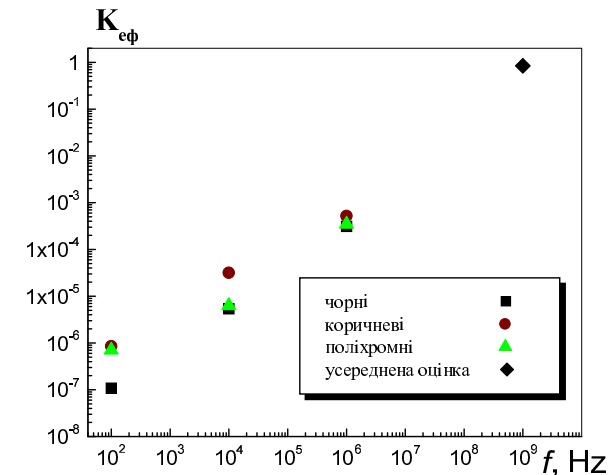


Рис. 4. Коефіцієнт ефективного поглинання енергії електромагнітного поля в ЛПВМ різних типів при кімнатній температурі як функція частоти зовнішнього поля для зразків товщиною  $z_0 = 0.5$  м.

тання ефективності поглинання в шарах ЛПВМ з товщиною, меншою за 0.5 м, на три порядки а з товщиною, меншою за 10 м, на два порядки. На практиці, мабуть, навряд чи буде необхідно мати справу зі зразками ЛПВМ, товщина яких більша за 1.5 м [7]. При таких масштабах, нагрівання електромагнітною хвилею з частотою 1 МГц є цілком неефективним ( $K_{\text{еф}} < 1\%$ ). Натомість, ефективність використання хвилі частотою 1 ГГц вже для зразків з розмірами, більшими за 20 см, виходить на насичення, і складає біля 80 %.

Як вже було зазначено, зроблені числові розрахунки відповідають граничному випадку, коли поверхнева провідність відсутня:  $\gamma_{\Sigma}(\omega) = 0$ . Зрозуміло, що вони є доброю оцінкою і для дуже малих значень  $\gamma_{\Sigma}(\omega)$ . Тепер розглянемо другий граничний випадок, коли поверхнева провідність дуже велика. Тоді

$$K_{\text{від}}|_{\gamma_{\Sigma}(\omega) \rightarrow \infty} \rightarrow 1, \quad K_{\text{проп}}|_{\gamma_{\Sigma}(\omega) \rightarrow \infty} \sim \frac{1}{\gamma_{\Sigma}^2(\omega)} \rightarrow 0.$$

Це означає, що при великих значеннях поверхневої провідності електромагнітна енергія практично повністю відбивається від поверхні. Отже, процесу об'ємного нагрівання не буде. Нагріватиметься тільки поверхня, що може стати причиною поверхневого руйнування. У фізичних масштабах розглянуті нами випадки розрізняються так: перший ( $\gamma_{\Sigma}(\omega) \rightarrow 0$ ) відповідає значенням  $\gamma_{\Sigma}(\omega) \ll \varepsilon_0 c = 2.7 \cdot 10^{-3} \text{ Ом}^{-1}$ ; другий ( $\gamma_{\Sigma}(\omega) \rightarrow \infty$ ) відповідає значенням  $\gamma_{\Sigma}(\omega) \gg \varepsilon_0 c = 2.7 \cdot 10^{-3} \text{ Ом}^{-1}$ . Для проміжного випадку слід проводити відповідні розрахунки, маючи конкретну залежність  $\gamma_{\Sigma}(\omega)$ .

### 3. ВИСНОВКИ

Найбільш ефективним з точки зору застосування електромагнітного випромінювання НВЧ-діапазону для нагрівання ЛПВМ з метою їх руйнування (шляхом теплового пробою) видається їх опромінення зовнішнім полем з частотами порядку 1 ГГц. Відсутність відповідних надійних експериментальних даних для діелектричної проникності та тангенса кута діелектричних втрат ЛПВМ не дає можливості достовірно визначити цей коефіцієнт при вищих частотах. Слід, однак, очікувати, що значне зменшення глибини проникнення при збільшенні частоти вище від 1 ГГц, даватиме можливість руйнувати лише приповерхневі шари ЛПВМ, товщиною порядку 1 см і менше.

До ефектів, які можуть вплинути на розраховані вище величини, відносяться, наприклад, явища, пов'язані з існуванням в ЛПВМ

приповерхневого полярного шару, неоднорідність середовища (наявність радіаційних ушкоджень, пор, різного роду включень), явищ поверхневої провідності, тощо. Ці проблеми, зрозуміло, потребують додаткового вивчення.

### Література

1. Гончар В.В., Жидков А.В., Пазухин Э.М. О новой ядерно-безопасной технологии управляемого разрушения скопленных лавообразных топливосодержащих материалов в объекте "Укрытие". Проблемы Чернобиля, 1998, в. 2, с. 45-47.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Л.М. Теоретическая физика. В 10 т. Т.8, Электродинамика сплошных сред. – М. Наука, 1982, 623 с.
3. Матвеев А.Н. Электричество и магнетизм. М.- Высшая школа, 1980, 463 с.
4. Тареев Б.М. Основы физики диэлектриков. Лекции. Выпуск 4. Пробой диэлектриков. М., 1961.
5. Гончар В.В., Жидков А.В., Ключников А.А., Маслов Д.М. Магнитные свойства лавообразных топливосодержащих материалов объекта "Укрытие".- Чернобыль, 2000. – 8с. (Препр./ НАН Украины. МНТЦ "Укрытие"; 00-1).
6. Электродисперсионные и теплофизические характеристики ЛТ-СМ объекта "Укрытие" и возможные технологии управляемого разрушения их скопленных.-Отчет / МНТЦ "Укрытие" НАН Украины. -Арх. No 3724. -Чернобыль, 1998.
7. А.Н. Киселев, А.И. Сурич, К.П. Чечеров. Результаты дополнительных исследований мест скопленных лавообразных топливосодержащих масс на 4-м блоке Чернобыльской АЭС. // Препринт ИАЭ-5783/3, Москва, 1994 г.



Препринти Інституту фізики конденсованих систем НАН України розповсюджуються серед наукових та інформаційних установ. Вони також доступні по електронній комп'ютерній мережі на WWW-сервері інституту за адресою <http://www.icmp.lviv.ua/>

The preprints of the Institute for Condensed Matter Physics of the National Academy of Sciences of Ukraine are distributed to scientific and informational institutions. They also are available by computer network from Institute's WWW server (<http://www.icmp.lviv.ua/>)

Богдан Михайлович Лісний  
Алла Пилипівна Моїна

ДЕЯКІ АСПЕКТИ ВЗАЄМОДІЇ ЛАВОПОДІБНИХ ПАЛИВОВІСНИХ  
МАТЕРІАЛІВ З ЗОВНІШНІМ ЗМІННИМ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИМ ПОЛЕМ

Роботу отримано 18 грудня 2002 р.

Затверджено до друку Вченою радою ІФКС НАН України

Рекомендовано до друку семінаром відділу теорії модельних  
спінових систем

Виготовлено при ІФКС НАН України

© Усі права застережені