

О. НОВАК,<sup>1</sup> Р. ХОЛОДОВ,<sup>1</sup> А. ФОМІНА<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Інститут прикладної фізики НАН України

(Вул. Петропавлівська, 58, Суми 40000; e-mail: novak-o-p@ukr.net)

<sup>2</sup> Інститут теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАН України

(Вул. Метрологічна, 14б, Київ 03143; e-mail: afomina@bitp.kiev.ua)

## РОЛЬ ПОДВІЙНИХ ШАРІВ У ФОРМУВАННІ УМОВ ПОЛЯРИЗАЦІЙНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДУ ДО СТАНУ НАДВИПРОМІНЮВАННЯ В СТРУМОВІЙ ТРУБЦІ Іо

УДК 537.86

*Розглянуто можливість фазового переходу електронів магнітосфери Юпітера в режим циклотронного надвипромінювання поблизу основи струмової трубки Іо. Висока потужність циклотронного надвипромінювання дозволяє розглядати його як основний механізм генерації декаметрового випромінювання Юпітера у вигляді S-сплесків. Показано, що низхідні потоки електронів від Іо здатні утворювати подвійні електростатичні шари у вигляді ударних хвиль. Такі хвилі при проходженні вздовж струмової трубки прискорюють електрони магнітосфери, внаслідок чого ефективна температура електронної компоненти значно знижується. В утворених таким чином висхідних потоках наявні сприятливі умови для фазового переходу в режим циклотронного надвипромінювання.*

*Ключові слова:* магнітосфера, надвипромінювання, подвійний шар, плазма.

### 1. Вступ

Юпітер є потужним джерелом нетеплового радіо-випромінювання в Сонячній системі з інтенсивними сплесками на декаметрових хвилях. Короткі сплески ДКМ випромінювання (S-сплески) привертають до себе увагу вчених такими цікавими характеристиками, як висока яскрава температура, яка досягає  $T_b \sim 10^7$  К, квазіперіодична структура та кореляція імовірності виникнення сплеску з положенням супутника Юпітера Іо [1, 2].

За даними спостережень, джерело S-сплесків знаходиться біля основи магнітної струмової трубки Іо, в іоносфері Юпітера [1, 3]. Від'ємний частотний дрейф сплесків вказує на те, що активність джерела пов'язана з висхідними потоками електронів, що рухаються вгору від Юпітера в область зі слабшим локальним магнітним полем.

Зазначимо, що загальноприйнятої моделі джерела S-сплесків не створено.

Згідно з існуючими уявленнями про магнітосферу Юпітера, потоки енергетичних електронів утворюються внаслідок прискорення за рахунок індукованої ЕРС супутника Іо  $\sim 400$  кеВ, і рухаються до Юпітера вздовж силових ліній магнітного поля, утворюючи струмову трубку Іо. Ці потоки заряджених частинок, прискорених між супутником та планетою, поблизу магнітних полюсів планети спричиняють полярні саява. Основа трубки Іо створює яскраву пляму на поверхні Юпітера в ультрафіолетовому діапазоні [4]. Зазначимо, що 2016 року на орбіту Юпітера вийшов космічний апарат Juno аерокосмічної агенції NASA, який має інструменти для вимірювання напряму та енергії потоків заряджених частинок. Дані, передані Juno, показують, що характер електронних потоків над полюсами Юпітера суттєво відрізняється від перед-

бачень існуючих моделей магнітосфери Юпітера. Зокрема, над полярними шапками були виявлені також і висхідні електронні потоки [5].

У роботах [6–10] була запропонована модель генерації потужного ДКМ випромінювання системи Юпітер–Іо. Вона ґрунтується на ефекті колективного когерентного циклотронного надвипромінювання Фоміна–Діке. Явище надвипромінювання вперше було передбачено в роботі [11] для твердих тіл. В роботах [6, 7] обґрунтовано його можливість ЦНВ для системи інвертованих електронів на високих рівнях Ландау в розрідженій замагніченій плазмі, енергія яких квантується згідно з

$$E_{\perp} \approx l\hbar\omega_H, \quad l \gg 1, \quad (1)$$

де  $\omega_H = eH/mc$  – циклотронна частота,  $l$  – номер рівня Ландау. Було показано, що у межах ”доменів когерентності“ з розмірами, меншими за довжину хвилі циклотронного випромінювання  $R_0 \ll \lambda_H$  та з концентрацією інвертованих електронів, що перевищує деяке порогове значення  $n_{ec}$ , відбувається поляризаційний фазовий перехід у стан циклотронного надвипромінювання (ЦНВ). При цьому дипольні моменти електронів домену, які обертаються з частотою  $\omega_H$ , за рахунок диполь-дипольної взаємодії фазуються за напрямками, після чого інтенсивність їх колективного когерентного випромінювання стає пропорційною квадрату їх кількості.

З рівняння типу Вейса для визначення спонтанної поляризації домену було знайдено критерій фазового переходу в режим ЦНВ:

$$\chi = \frac{mc^2 n \bar{E}_{\perp}}{H^2 kT}, \quad (2)$$

де  $n$  – концентрація електронів,  $T$  – електронна температура,  $\bar{E}_{\perp}$  – їх характерна поперечна енергія. Режим НВ можливий за умови  $\chi \gg 1$ .

Наведемо основний зміст запропонованої моделі джерела S-сплесків. Прискорювальний потенціал Іо утворює енергетичні електронні потоки, що рухаються вздовж струмової трубки Іо в напрямі Юпітера. При взаємодії цих потоків з іоносферою планети утворюються висхідні пучки, імовірно як наслідок утворення подвійних електричних шарів у замагніченій плазмі магнітосфери. В свою чергу, висхідні електронні згустки, піднімаючись вгору вздовж трубки Іо з швидкістю, яка визначає величину від’ємного дрейфу S-спектрів ДКМ, переходять в стан ЦНВ і когерентно випромінюють.

Характеристики висхідних пучків, зокрема їх температура та концентрація, мають вирішальне значення для моделі джерела S-сплесків, оскільки вони визначають можливість фазового переходу в режим ЦНВ. Наразі точне положення активної області генерації ДКМ сплесків та умови в ній невідомі. Припускаючи значення температури  $T \sim 10^3$  К та поперечної енергії  $\bar{E}_{\perp} \sim 1$  кеВ [8], критична концентрація електронів, вище якої буде виникати ЦНВ, становить  $\sim 2 \cdot 10^3$  см<sup>-3</sup>. Хоча такі значення видаються правдоподібними для магнітосфери Юпітера, для ефективної роботи режиму НВ необхідне достатнє перевищення густини електронів над критичним значенням. Отже, залишається актуальним пошук механізмів, що можуть забезпечити кращу якість висхідних пучків для виконання критерію (2).

У даній роботі, розглянемо процеси, які можуть поліпшити умови реалізації ефекту ЦНВ поблизу Юпітера. В розділі 2 розглянуто вплив прискорення, якого зазнають висхідні пучки в подвійних плазменних шарах, на умови реалізації ефекту циклотронного ЦНВ. В розділі 3 обговорюється можливість утворення подвійних шарів з необхідними характеристиками внаслідок взаємодії низхідних електронних потоків трубки Іо та іоносферної плазми Юпітера.

## 2. Вплив прискорення на критерій ЦНВ

Розглянемо процеси, які можуть сприяти переходу електронів в області джерела сплесків у режим циклотронного надвипромінювання. Для спрощення будемо вважати, що магнітне поле повністю пригнічує поперечний рух. Як наслідок, можна скористатися простою одновимірною моделлю для опису явищ в плазмі в струмовій трубці.

Як відомо, значну роль в процесах, що розгортаються в магнітосферах планет, відіграють так звані подвійні електричні шари [14–21]. Подвійний електричний шар являє собою область плазми з порушеною квазінейтральністю, в якій просторове розділення зарядів призводить до виникнення локального електричного поля. Механізми утворення таких шарів досить різноманітні [15], зокрема скінченну різницю потенціалу можуть містити іонно-звукові та ударні хвилі в плазмі. В [14] показано, що рівняння Власова та Пуассона дозволяють чисто електростатичний розв’язок, що має

вигляд ударної хвилі з монотонно зростаючим потенціалом та є стаціонарним в супутній системі відліку.

Електричне поле, що присутнє в подвійному шарі, здатне прискорювати електрони магнітосферної плазми. Внаслідок електростатичного прискорення відбувається зменшення ефективної температури прискореного пучка. Дане явище добре відоме в фізиці прискорювачів, зокрема, в задачах електронного охолодження [12, 13]. Зазначимо, що результуючий розподіл за швидкостями відрізняється від Максвелівського, але, тим не менше, можна говорити про ефективну температуру, що визначена як дисперсія розподілу:  $kT = m(v^2 - \bar{v}^2)/2$ .

Оскільки критерій режиму циклотронного надвипромінювання обернено пропорційний температурі, то охолодження електронної компоненти плазми сприяє переходу в режим надвипромінювання. Справді, надвипромінювання виникає внаслідок фазування електронів, що обертаються навколо силових ліній магнітного поля. Очевидно, що хаотичні теплові зіткнення перешкоджають цьому процесу, тому перехід в режим ЦНВ можливий лише за достатньо низької температури.

З іншого боку, згідно з рівнянням неперервності, концентрація прискорених електронів зменшиться, що буде перешкоджати ЦНВ. Конкуруючі ефекти охолодження та зменшення концентрації, однак, мають різну залежність від значення прискорюючого потенціалу  $\phi_0$ . Отже, загалом електростатичне прискорення в подвійному шарі може мати сприятливий ефект на ЦНВ залежно від того, який процес переважає.

Для більш детального аналізу було обчислено, як змінюється величина  $n/kT$  електронної компоненти плазми магнітосфери в залежності від параметрів ударної хвилі – швидкості руху та величини прискорюючого потенціалу подвійного шару.

На рис. 1 зображено контурний графік  $\chi/\chi_0$  на площині  $(\phi_0, v)$ . Для фіксованого значення швидкості, величина  $\chi/\chi_0$  монотонно зростає разом з  $\phi_0$ . Як бачимо, ефект максимальний для швидкості дрейфу (поширення ударної хвилі), що наближено дорівнює тепловій швидкості електронів плазми,  $v \sim v_T$ . Зазначимо, що  $v_T$  є характерною швидкістю електростатичних хвиль в плазмі. Таким чином, ефект найбільш сприятливий в характерному діапазоні швидкостей поширення хвилі в плазмі, а його величина залежить від ха-

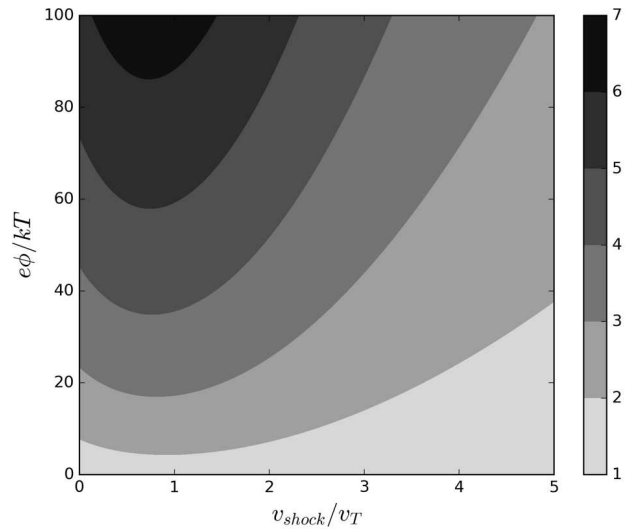


Рис. 1. Зміна параметра переходу в ЦНВ під дією електростатичного прискорення

рактерних значень потенціалу подвійних шарів. Аналізу їх властивостей присвячений наступний розділ.

### 3. Механізм утворення подвійних шарів

Хоча точне положення джерела ДКМ-сплесків невідоме, загальноприйнятим є припущення, що джерело знаходиться в області підшови струмової трубки Іо. Природно припустити, що необхідні ударні хвилі утворюються внаслідок взаємодії магнітосфери Юпітера з пучками електронів, прискорених потенціалом Іо вздовж струмової трубки в напрямі полюсів Юпітера. Зокрема, в [14] було показано, що рівняння Власова та Пуассона допускають чисто електростатичний механізм утворення ударної хвилі з монотонним потенціалом.

Скористаємось методикою [14] для аналізу можливих значень прискорюючого потенціалу. Перейдемо в систему відліку, що супроводжує ударну хвилю. В цій системі картина буде стаціонарною. Розглянемо ламінарний механізм утворення подвійного шару з потенціалом, що монотонно зростає від  $\phi = 0$  на  $x = -\infty$  до деякого значення  $\phi_0$  на  $x = +\infty$ . Для спрощення будемо розглядати лише електронну компоненту, вважаючи іони рівномірно розподіленими у просторі:

$$n_i = n_0 = \text{const.} \quad (3)$$

Будемо вважати, що функція розподілу електронної компоненти залежить лише від повної енергії,

$$E = \frac{mv^2}{2} - e\phi = \text{const}, \quad (4)$$

де  $e = |e|$  – абсолютна величина елементарного заряду. Введемо дві компоненти функції розподілу електронів відповідно до знака повної енергії  $E$ . Електрони з додатною енергією здатні подолати потенціальний бар'єр подвійного шару і складають вільну компоненту. Електрони захопленої компоненти мають від'ємну повну енергію, і можуть знаходитися лише справа від перепаду потенціалу (рис. 2, нижня панель).

Вільну компоненту природно ототожнити з електронами магнітосфери, а в ролі їх функції розподілу на  $x = -\infty$  вибрати рівноважний розподіл. Таким чином, концентрація вільної компоненти

$$n_f(x, v) \xrightarrow{x \rightarrow -\infty} \frac{n_0}{v_T \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(v - v_d)^2}{2v_T^2}\right], \quad (5)$$

де дрейфова швидкість  $v_d$  відповідає швидкості руху ударної хвилі вздовж струмової трубки Іо. Виразивши швидкість  $v$  через енергію  $E$ , можемо знайти розподіл електронів у довільній точці  $x$ :

$$n_f(x, v) = \frac{n_0}{v_T \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2v_T^2}(\sqrt{v^2 - 2\frac{e\phi}{m}} + \sigma v_d)^2}. \quad (6)$$

Тут позначено  $\sigma = \text{sgn}(v)$ ,  $\sigma = \pm 1$ , а швидкість задовольняє умову  $|v| > v_\phi$ , де

$$v_\phi = \sqrt{\frac{2e\phi}{m}}. \quad (7)$$

Концентрацію в довільній точці  $x$  легко обчислити, проінтегрувавши (6) по швидкості. Переходячи до безрозмірної швидкості  $u = v/v_T$ , одержуємо

$$n_f(x) = \frac{n_0}{\sqrt{2\pi}} \sum_{\sigma=\pm 1} \int_{u_\phi}^{\infty} e^{-\frac{1}{2}(\sqrt{u^2 - u_\phi^2} - \sigma u_d)^2} du. \quad (8)$$

Зазначимо, що концентрація  $n_f(x)$  залежить від координати неявно, тому її можна вважати функцією потенціалу  $\phi(x)$ . Для зручності подальших викладок перейдемо до інтегрування по інтервалу  $[0, \infty)$  шляхом заміни змінної  $t = u - u_\phi$ . Тоді

$$n_f(\Psi) = \frac{n_0}{\sqrt{2\pi}} \sum_{\sigma=\pm 1} \int_0^{\infty} e^{-\frac{1}{2}(\sqrt{t^2 + t\sqrt{8\Psi}} - \sigma u_d)^2} dt, \quad (9)$$

де введено безрозмірні змінні

$$\Psi = \frac{e\phi}{kT}, \quad \xi = \frac{x}{\lambda_D}, \quad (10)$$

$\lambda_D$  – дебаївський радіус.

Концентрацію захопленої компоненти, як функцію  $\phi(x)$ , виразимо у вигляді

$$n_{ef}(\phi) = 2 \int_{-e\phi}^0 \frac{n_t(x, v)}{\sqrt{2m(E + e\phi)}} dE. \quad (11)$$

Зауважимо, що за нашим припущенням функція розподілу електронів залежить лише від повної енергії, а отже функція  $n_t(x, v)$  є парною функцією швидкості  $v$ .

Скористаємося рівнянням Пуассона,

$$\frac{d^2\phi(x)}{dx^2} = 4\pi\rho. \quad (12)$$

Введемо для зручності безрозмірні величини

$$\xi = \frac{x}{\lambda_D}, \quad \Psi = \frac{e\phi}{kT}, \quad (13)$$

де  $\lambda_D$  – дебаївський радіус. Враховуючи те, що

$$\rho(x) = e(n_i(x) - n_f(x) - n_t(x)),$$

після нескладних перетворень рівняння Пуассона можна записати як

$$\frac{d^2\Psi}{d\xi^2} = -1 + \beta(\Psi) + \alpha(\Psi), \quad (14)$$

де введені позначення

$$\alpha(\Psi) = \sqrt{2} \int_{-\Psi}^0 \frac{n_t(v)v_T/n_0}{\sqrt{E + \Psi}} dE, \quad (15)$$

$$\beta(\Psi) = n_f(\Psi)/n_0, \quad (16)$$

Зазначимо, що на даному етапі залишаються невизначеними форма залежності потенціалу від координати та функція розподілу захопленої компоненти. Зокрема, в [14] було показано, що  $n_t$  з певними обмеженнями може бути задана довільно. В залежності від вибору  $n_t$ , рівняння (14) буде мати різні розв'язки для потенціалу  $\Psi(x)$ . Конкретний вигляд профілю потенціалу залежить від еволюції

подвійного шару і не може бути однозначно визначений у рамках стаціонарної моделі.

Вважаючи, що  $n_t$  – фізично можливий розподіл захопленої компоненти, а  $\Psi(\xi)$  – монотонний розв'язок (14), такий, що  $\Psi(-\infty) = 0$ ,  $\Psi(+\infty) = \Psi_0$ , легко знайти і сам розподіл  $n_t$ , розглядаючи означення (15) як інтегральне рівняння відносно  $n_t$ .

Як було відзначено в [22], рівняння (15) є інтегральним рівнянням Абеля. Його розв'язок

$$n_t(v) = \frac{n_0\sqrt{2}}{\pi v_T} \int_0^{|E|} \frac{\alpha'(\theta)d\theta}{\sqrt{-E-\theta}}. \quad (17)$$

Для подальшого аналізу ми скористаємося модельним потенціалом  $\Psi(\xi)$ , що дозволить визначити функцію розподілу захопленої компоненти. Задамо потенціал у вигляді

$$\Psi(\xi) = \frac{\Psi_0}{1 + e^{-\xi/\delta}}, \quad (18)$$

де  $\delta$  – вільний параметр, що визначає ширину подвійного шару. Із загальних міркувань очікуване значення величини  $\delta$  може становити кілька дебаївських радіусів.

Знайдемо величину  $\alpha'(\Psi)$ . Виразивши другу похідну  $d^2\Psi(\xi)/d\xi^2$  через сам потенціал  $\Psi$ , знайдемо:

$$\frac{d^2\Psi}{d\xi^2} = \frac{\Psi_0}{\delta^2} \Phi(1 - 2\Phi)(1 - \Phi). \quad (19)$$

Диференціюючи рівняння (14) по  $\Psi$ , одержуємо:

$$\alpha'(\Psi) = -\beta'(\Psi) + \frac{1}{\delta^2} (6\Phi^2 - 6\Phi + 1), \quad (20)$$

де позначено  $\Phi = \Psi/\Psi_0$ , а штрих означає похідну по  $\Psi$ . Величину  $\beta'(\Psi)$  легко знайти, скориставшись означенням (16). Тоді

$$\beta'(\Psi) = - \sum_{\sigma=\pm 1} \int_0^\infty \frac{x(s - \sigma u_d)}{2s\sqrt{\pi\Psi}} \exp\left(-\frac{(s - \sigma u_d)^2}{2}\right),$$

$$s = \sqrt{x^2 + x\sqrt{8\Psi}}. \quad (21)$$

Необхідні інтегрування в (17) легко провести чисельно. Фазовий портрет подвійного шару зображено на рис. 2, а граничні розподіли вільної та

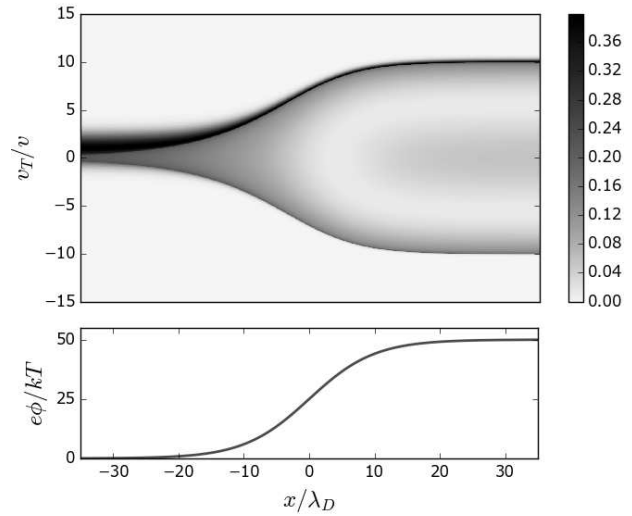


Рис. 2. Фазовий портрет подвійного шару. На нижній панелі зображено профіль потенціалу подвійного шару

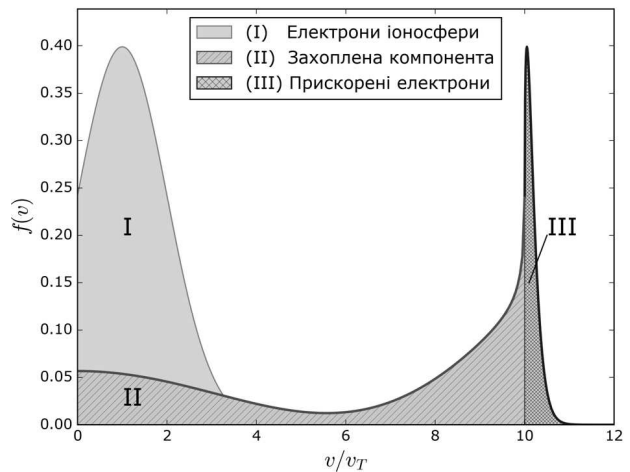


Рис. 3. Граничні розподіли вільної та захопленої компонент плазми в областях перед та позаду ударної хвилі

захопленої компонент на великих відстанях від подвійного шару зображено на рис. 3.

Проаналізуємо одержані результати. На рис. 3 сірим кольором (область I) зображено початковий розподіл вільної компоненти до прискорення. Її можна ототожнити з магнітосферною плазмою. Зеленим кольором (область II) зображено розподіл захопленої компоненти на  $x = \infty$ . Зазначимо, що даний розподіл є симетричним і визначений на відрізьку  $[-v_\phi, +v_\phi]$ . Можна виділити дві характерні особливості даної компоненти. Максимум в центрі

природно інтерпретувати як деяку фонову атмосферу, наявну в кільватері хвилі.

Максимум, розташований поблизу характерного граничного значення швидкості  $-v_\phi$ , можна розглядати як низхідний електронний пучок, утворений прискорюючим потенціалом Іо. Після відбиття від подвійного шару він утворює симетричний максимум поблизу значення швидкості  $+v_\phi$ . Зауважимо, що конкретна форма функції розподілу пучків є наслідком штучного вибору модельного профілю потенціалу подвійного шару (18). В більш реалістичних моделях форма розподілу захопленої компоненти може бути іншою, а профіль потенціалу буде відрізнятися від (18). Тим не менше, проста модель (18) дає змогу проаналізувати якісно головні особливості явища, що розглядається. Нарешті, синім кольором зображено розподіл вільної компоненти після проходження ударної хвилі. Це електрони плазми магнітосфери, що були прискорені потенціалом подвійного шару вздовж струмової трубки в напрямку Іо та від Юпітера. Дана компонента утворює висхідний пучок з малою ефективною температурою, який задовольняє критерій переходу у режим ЦНВ (2).

#### 4. Висновки

У даній роботі розглянуто процеси, що можуть забезпечити умови для фазового поляризаційного переходу в режим циклотронного надвипромінювання в області підшви струмової трубки Іо. Висока потужність ЦНВ дозволяє розглядати його як основний механізм генерації декаметрових радіобурь S-типу, джерелом яких є система Юпітер-Іо. Показано, що наявність подвійного плазменного шару в області підшви струмової трубки Іо забезпечує формування щільних холодних висхідних електронних згустків, для яких можливий фазовий перехід до режиму ЦНВ. Максимальний ефект спостерігається для випадку, коли швидкість руху подвійного шару порівняна з тепловою швидкістю електронної компоненти плазми. Така швидкість є типовою для електростатичних ударних хвиль в плазмі. Ударні хвилі з подвійним шаром, в свою чергу, можуть виникати внаслідок взаємодії іоносферної плазми Юпітера з електронними потоками, що були прискорені потенціалом Іо та рухаються вздовж струмової трубки Іо.

Дана робота частково підтримана Програмою фундаментальних досліджень Відділення фізики та астрономії Національної академії наук України (проект № 0117U000240).

1. T.D. Carr, M.D. Desch, J.K. Alexander. Phenomenology of magnetospheric radio emissions. In *Physics of the Jovian Magnetosphere*, edited by A.J. Dessler (Cambridge Univ. Press, 1983), p. 226.
2. Б.П. Рябов, Н.Н. Герасимова. *Декаметровое спорадическое радиоизлучение Юпитера* (Наукова думка, 1990).
3. N. Krupp *et al.* Dynamics of the Jovian magnetosphere. In *Jupiter: Planet, Satellites, Magnetosphere*, edited by F. Bagenal *et al.* (Cambridge Univ. Press, 2004), p. 617.
4. J. T. Clarke *et al.* Ultraviolet emissions from the magnetic footprints of Io, Ganymede and Europa on Jupiter. *Nature*, **415** (6875), 997 (2002).
5. J.E.P. Connerney *et al.* Jupiters magnetosphere and aurorae observed by the Juno spacecraft during its first polar orbits. *Science* **356**, 826 (2017).
6. А.П. Фомина. Про квантову природу квазіперіодичних S-сплесків декаметрового випромінювання Юпітер-Іо. *Доп. НАН України* **1**, 97 (2001).
7. P.I. Fomin, A.P. Fomina. Dicke superradiance on Landau levels. *Probl. At. Sci. Tech.* **6**(1), 45 (2001).
8. P.I. Fomin, A.P. Fomina, V.N. Mal'nev. The superradiation of magnetized electrons and the power of decameter radiation of the Jupiter-Io system. *Ukr. J. Phys.* **49**, 3 (2004).
9. V.M. Malnev, A.P. Fomina, P.I. Fomin. Polarization Phase Transition to the Superradiance Regime of the Inverted System of Electrons on High Landau Levels. *Ukr. J. Phys.* **47** (10), 1001 (2002).
10. O.P. Novak, A.P. Fomina, R.I. Kholodov. Account of the longitudinal temperature in cyclotron superradiance. *Problems of Atomic Science and Technology* **3** (85), 69 (2013).
11. R.H. Dicke. Coherence in spontaneous radiation processes. *Phys. Rev.* **93**, 99 (1954).
12. В.В. Пархомчук, А.Н. Скринский. Электронное охлаждение – 35 лет развития. *Усп. Физ. Наук* **170**, 475 (2000).
13. Н.С. Диканский, В.И. Куделайнен, В.А. Лебедев и др. Предельные возможности электронного охлаждения. *Препринт ИЯФ* 88-61 (1988).
14. D. Montgomery, G. Joyce. Shock-like solutions of the electrostatic Vlasov equation. *J. Plasma Phys.* **3** (1), 1 (1969).
15. M.A. Raadu. The physics of double layers and their role in astrophysics. *Phys. Rep.* **178**, 25 (1989).
16. N. Singh, R.W. Schunk. Plasma response to the injection of an electron beam. *Plasma Phys. and Contr. Fus.* **26** (7), 859 (1984).
17. V.I. Maslov. Electron beam reflection from the plasma due to double layer formation. In *Proc. of the 4th Internati-*

- onal Workshop on Nonlinear and Turbulent Processes in Physics (Singapore, September 1990), p. 898.
18. V.I. Maslov. Double layer formed by relativistic electron beam. *Plasma Physics and Fusion Technology* **13** (10), 676 (1992).
  19. V.I. Maslov, V.N. Oraevsky, Yu.Ya. Ruzhin. Ion acceleration in collective fields at electron beam injection from spacecraft. *Physica Scripta* **57**, 453 (1998).
  20. V.I. Maslov, I.P. Levchuk, S. Nikonova, I.N. Onishchenko. Occurrence of accelerating field, formation and dynamics of relativistic electron beam near Jupiter. *East Eur. J. Phys.* **5** (2), 78 (2018).
  21. V.I. Maslov, A.P. Fomina, R.I. Kholodov, I.P. Levchuk, S.A. Nikonova, O.P. Novak, I.N. Onishchenko. Accelerating field excitation, occurrence and evolution of electron beam near Jupiter. *Problems of Atomic Science and Technology* **4**, 106 (2018).
  22. I.B. Bernstein, J.M. Greene, M.D. Kruskal. Exact nonlinear plasma oscillations. *Phys. Rev.* **108**, 546 (1957).

Одержано 10.07.18

O. Novak, R. Kholodov, A. Fomina

ROLE OF DOUBLE LAYERS IN THE FORMATION OF CONDITIONS FOR A POLARIZATION PHASE TRANSITION TO THE SUPERRADIANCE STATE IN THE IO FLUX TUBE

S u m m a r y

A possibility of the electron phase transition into cyclotron superradiance mode in a vicinity of the Io flux tube foot in the Jovian magnetosphere has been considered. A high power of cyclotron superradiance allows it to be considered as the main mechanism of decameter Jupiter radiation generation in the form of S-bursts. It was found that the downward electron beams emitted by Io are able to create electric double layers in the form of shock waves. Such waves, when moving along the flux tube, accelerate electrons in the magnetosphere. As a result, the temperature of the electron plasma component decreases considerably. The emerging upward electron beams create conditions favorable for the phase transition into the cyclotron superradiance mode to take place.