

doi: <https://doi.org/10.15407/kfnt2024.02.017>

УДК 523.9-72

Ю. І. Федоров

Головна астрономїчна обсерваторія Національної академії наук України
вул. Заболотного 27, Київ, Україна, 03143
E-mail: fedorov@mao.kiev.ua

Поширення галактичних космічних променів у геліосфері у періоди мінімальної сонячної активності

На основі рівняння переносу космічних променів розглянуто поширення заряджених частинок високої енергії у магнітних полях геліосфери. Розв'язок рівняння переносу одержано в наближенні малої анізотропії кутового розподїлу частинок. За граничну умову використано енергетичний розподїл галактичних космічних променів на геліопаузі. Енергетичний спектр космічних променів у локальному міжзоряному середовищі вважаємо відомим завдяки результатам визначних космічних місії («Піонер», «Вояджер», PAMELA, AMS-02 та ін.). У періоди різної сонячної магнітної полярності розраховано щільність потоку космічних променів. Показано, що протягом періодів додатної магнітної полярності інтенсивність галактичних космічних променів є мінімальною поблизу геліоекватора. У періоди від'ємної полярності міжпланетного магнітного поля інтенсивність космічних променів зменшується, якщо геліоширота зростає.

Ключові слова: космічні промені, геліосферні магнітні поля, рівняння переносу

ВСТУП

При взаємодії галактичних космічних променів (ГКП) з електромагнітними полями сонячного вітру змінюється їхня інтенсивність і кутовий розподїл. Розсіяння заряджених частинок високої енергії на рухомих неоднорідностях магнітного поля призводить до зміни їхньої енергії та конвективного виносу частинок за межі Сонячної системи. Таким чином, рівень модуляції інтенсивності ГКП у геліосфері визначається дифузїєю космічних променів (КП) у міжпланетному середовищі, конвекцією і зміною енергії частинок під час їхньої взаємодії з сонячним вітром [3, 5, 12, 39].

Космічні апарати (КА) «Піонер» і «Вояджер» отримали унікальні дані відносно інтенсивності ГКП у зовнішній геліосфері. Зокрема, КА «Вояджер-1» було отримано інформацію про енергетичний спектр космічних променів у локальному міжзор'яному середовищі до МеВ-них енергій включно [6, 39, 42]. Вимірювання інтенсивності ГКП у зовнішній геліосфері поза площиною екліптики на КА «Піонер-10», «Піонер-11», «Вояджер-1» і «Вояджер-2» дозволили отримати дані про просторовий розподіл космічних променів. Космічна місія «Улісс» вперше дослідила полярні області геліосфери. Одночасні вимірювання інтенсивності КП космічним апаратом «Улісс» на високих геліоширотах і сателітами IMP-8, AMS-02, PAMELA та іншими на навколоземних орбітах дозволили одержати дані про просторовий розподіл ГКП у різні періоди сонячної активності [9, 12, 16, 23—26, 32, 33—35, 40].

Довготривалі вимірювання інтенсивності КП наземною мережею нейтронних моніторів і дані космічних місій дозволили виявити 11-річні варіації інтенсивності ГКП, які антикорелюють з сонячною активністю. Було встановлено також наявність довгоперіодичних варіацій КП з 22-річним періодом, пов'язаним з магнітним циклом Сонця (цикл Хейла) [9, 12, 16, 23, 25, 32, 33, 35, 39]. Цей клас варіацій ГКП зумовлений дрейфовими ефектами в космічних променях, які виявляються під час руху заряджених частинок у неоднорідному міжпланетному магнітному полі. Дрейфові ефекти, яким відповідають антисиметричні компоненти тензора дифузії частинок у рівнянні переносу КП, відіграють важливу роль у процесі модуляції інтенсивності ГКП у геліосфері [28]. Величина дрейфової швидкості частинок КП, яка залежить від полярності ММП і знаку заряду частинок, суттєво впливає на перенос ГКП у геліосфері [7, 27—29, 31].

Послідовний опис поширення КП у міжпланетному середовищі ґрунтується на кінетичних рівняннях [1, 3, 10, 15, 19, 22]. Спостережені дані, отримані наземною мережею нейтронних моніторів і космічними місіями, свідчать про майже ізотропний кутовий розподіл КП. Цей експериментальний факт дозволяє розглянути процес поширення КП у дифузійному наближенні і на основі кінетичного рівняння для функції розподілу частинок вивести рівняння переносу КП [1, 3, 10, 12, 15, 19, 22, 34, 35]. Відмітимо, що рівняння переносу КП у міжпланетному середовищі було вперше отримано Е. Паркером [37]. Наближені розв'язки рівняння переносу КП отримано в роботах [8, 20, 41]. В даному наближенні функція розподілу КП вважається ізотропною, а енергетичний розподіл частинок на границі області модуляції заданим. Метод полягає у розв'язуванні відповідного рівняння у частинних похідних для концентрації частинок даної енергії [8, 20, 41]. Даний підхід отримав розвиток у роботі [4], де було запропоновано ітераційну процедуру урахування малого параметра — анізотропії кутового розподілу частинок. Відмітимо, що наближення малої анізотропії КП часто використовується під час дослідження модуляції інтенсивності ГКП у міжпланетному середовищі [8, 13, 14, 17, 20, 30, 41].

У даній роботі отримано наближений розв'язок рівняння переносу КП, який відповідає малій величині анізотропії кутового розподілу частинок. Обчислено щільність радіального та геліоширотного потоків ГКП для різної полярності геліосферного магнітного поля. Досліджено геліоширотний розподіл інтенсивності ГКП у періоди мінімумів 11-річних циклів сонячної активності.

РІВНЯННЯ ПЕРЕНОСУ КОСМІЧНИХ ПРОМЕНІВ

Рівняння переносу КП у міжпланетному середовищі має такий вигляд [1, 10, 12, 19, 37]:

$$\frac{N}{t} - \frac{N}{r} - \frac{N}{r} \mathbf{u} \frac{N}{\bar{r}} - \frac{p}{3} \frac{N}{p} \operatorname{div} \mathbf{u} = 0, \quad (1)$$

де \mathbf{u} — швидкість сонячного вітру, $\frac{N}{\bar{r}}$ — тензор дифузії КП, $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ — функція розподілу частинок,

$$N(\mathbf{r}, p, t) = \int f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) \quad (2)$$

— концентрація частинок даного імпульсу, а інтегрування у формулі (2) виконується по кутах швидкості частинки \mathbf{v} . Рівняння переносу КП (1) можна записати у такому вигляді [2, 11, 21]:

$$\frac{N}{t} - \operatorname{div} \mathbf{j} - \frac{1}{p^2} \frac{d}{dp} p^2 j_p = 0, \quad (3)$$

де

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, p, t) = \int \mathbf{v} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) \quad (4)$$

— щільність потоку частинок з імпульсом \mathbf{p} . Величина

$$j_p = \frac{\mathbf{u} \mathbf{p}}{3} \frac{N}{r} \quad (5)$$

— це щільність потоку частинок у просторі абсолютних значень імпульсу. Потік частинок \mathbf{j} (4) є сумою дифузійного потоку КП, який є пропорційним градієнту концентрації частинок, і конвекційного потоку:

$$\mathbf{j} = \frac{N}{r} \frac{\mathbf{u} \mathbf{p}}{3} \frac{N}{p}. \quad (6)$$

Тензор дифузії КП має вигляд [1, 10, 15, 18, 19]

$$(\quad)_{11} h h_A h, \quad (7)$$

де $(\quad)_{11}$ — символ Кронекера, h — одиничний антисиметричний тензор, $\mathbf{h} = \mathbf{H} / H$ — вектор у напрямку великомасштабного міжпланетно-

го магнітного поля \mathbf{H} , μ_{11} — коефіцієнт дифузії частинок у напрямку середнього магнітного поля, μ_{\perp} — коефіцієнт дифузії КП у напрямку, перпендикулярному до магнітного поля, а величина μ_A визначає антисиметричні складові тензора дифузії КП. Коефіцієнт дифузії КП μ_{11} є пропорційним транспортному пробігу частинок λ :

$$\mu_{11} = \frac{v}{3}. \quad (8)$$

Мають місце такі співвідношення [1, 10, 18]:

$$\frac{\mu_{11}}{1 - \mu_{\perp}^2}, \quad \mu_A = \frac{\mu_{11}}{1 - \mu_{\perp}^2}, \quad (9)$$

де

$$\overline{R}, \quad (10)$$

а $R = \frac{pc}{eH}$ — ларморів радіус частинки.

Розглянемо просторовий розподіл КП, усереднений по періоду обертання Сонця. В цьому випадку концентрація частинок не залежить від азимутального кута ϕ , а радіальна і геліоширотна складові вектора потоку частинок мають вигляд

$$j_r = \mu_{rr} \frac{N}{r} - \frac{up}{3} \frac{N}{p} - \mu_A h \frac{1}{r} \frac{N}{r}, \quad (11)$$

$$j_{\theta} = \frac{1}{r} \frac{N}{r} - \mu_A h \frac{N}{r}, \quad (12)$$

де

$$\mu_{rr} = \mu_{11} h_r^2 - h^2. \quad (13)$$

На основі рівнянь (11), (12) отримаємо вираз

$$j_r = \frac{-\mu_A h}{p} j_{\theta} - \mu_{11} h_r^2 - \frac{h^2}{\mu_A} h^2 - \frac{N}{r} - \frac{up}{3} \frac{N}{p}. \quad (14)$$

Згідно з формулою (9) має місце співвідношення

$$\frac{h^2}{\mu_A} = \mu_{11} h^2. \quad (15)$$

Отже, формула (14) набуває вигляду

$$j_r = \frac{-\mu_A h}{p} j_{\theta} - \mu_{11} \frac{N}{r} - \frac{up}{3} \frac{N}{p}. \quad (16)$$

Транспортний пробіг КП збільшується при зростанні кінетичної енергії частинки [3, 5, 6, 34, 35, 43]. Виявляється, що для низьких енергій величина λ слабо залежить від енергії частинки. Навпаки, для ви-

соких енергій транспортний пробіг КП швидко збільшується при збільшенні енергії [3, 5, 6, 34, 35, 43]. Припустимо, що залежність транспортного пробігу КП від імпульсу частинки має вигляд

$$l = l_0 \sqrt{1 - \beta^2}, \quad (17)$$

де

$$\beta = \frac{p}{mc} \quad (18)$$

— безрозмірний імпульс, а m — маса спокою частинки. Згідно з формулою (17) для нерелятивістських енергій ($\beta \ll 1$) величина транспортного пробігу є близькою до постійного значення, а для ультрарелятивістських енергій ($\beta \gg 1$) пробіг змінюється пропорційно імпульсу частинки. Швидкість частинки визначається співвідношенням

$$v = \frac{pc}{\sqrt{1 + \beta^2}}, \quad (19)$$

де c — швидкість світла. В розглянутому випадку коефіцієнт дифузії КП (8) є пропорційним імпульсу частинки

$$D = D_0 \beta, \quad (20)$$

де

$$D_0 = \frac{c}{3} l_0. \quad (21)$$

Визначимо безрозмірну координату згідно із співвідношенням

$$\eta = \frac{r}{r_0}, \quad (22)$$

де r_0 — геліоцентричний радіус границі геліосфери.

У безрозмірних змінних рівняння (16) набуває вигляду

$$\frac{N}{3} = \frac{N}{u} \frac{dr}{r} - \frac{A}{h} \eta \frac{d\eta}{d\eta}, \quad (23)$$

де

$$\eta = \frac{ur_0}{c}. \quad (24)$$

Вимірювання інтенсивності ГКП у геліосфері показали, що анізотропія кутового розподілу частинок є малою величиною [6, 10, 12, 39]. Для нульового наближення розв'язку рівняння переносу КП припустимо, що кутовий розподіл частинок є ізотропним. В цьому випадку щільність широтного і радіального потоків КП дорівнює нулю, а рівняння (23) набуває вигляду

$$\frac{N}{3} - \frac{N}{3} = 0, \quad (25)$$

до того ж концентрація КП на геліопаузі (в точці $r = 1$) вважається заданою:

$$N(r=1, \beta) = N_0(\beta). \quad (26)$$

Таким чином, необхідно знайти розв'язок рівняння (25), який задовольняє граничну умову (26). Даний розв'язок має вигляд

$$N(r, \beta) = N_0(\beta), \quad (27)$$

де

$$\frac{1}{3}(1 - \beta^2). \quad (28)$$

Надалі необхідно задати енергетичний розподіл ГКП на границі геліосфери $N_0(\beta)$. Використаємо результати, одержані космічним апаратом «Вояджер-1» у локальному міжзоряному середовищі, після того як він залишив границі геліосфери у серпні 2012 року [6, 39, 43]. В області нерелятивістських енергій спектр ГКП виявляється степеневим з показником спектру $\gamma = 1.76$:

$$N_0(\beta) = \dots \quad (29)$$

Модуляція у геліосферних магнітних полях КП з енергіями, приблизно вищими від 30 ГеВ, виявляється нехтовно малою. Таким чином, в області високих енергій для опису немодульованого спектру ГКП можна використовувати дані космічних місій PAMELA і AMS-02 [6, 39, 43]. В області високих енергій ($\beta \gg 1$) спектр ГКП виявляється степеневим з показником спектру $\gamma = 4.78$ [6, 39, 43]:

$$N_0(\beta) = \dots \quad (30)$$

Припустимо, що енергетичний спектр ГКП у локальному міжзоряному середовищі має вигляд [13, 14]

$$N_0(\beta) = q (1 - \beta^2)^{(\gamma-1)/2}, \quad (31)$$

де q — постійна величина, яку можна визначити, наприклад, на основі величини щільності енергії КП у локальному міжзоряному середовищі. Згідно з формулою (31) спектр ультрарелятивістських частинок ($\beta \gg 1$) виявляється степеневим з показником спектру γ . Для нерелятивістських частинок ($\beta \ll 1$) з формули (31) випливає степенева залежність концентрації КП від імпульсу частинки з показником степеня γ . При обраних значеннях параметрів ($\gamma = 1.76$, $\gamma = 4.78$) спектр КП (31) узгоджується з енергетичними розподілами частинок, які було зареєстровано КА «Вояджер», PAMELA, AMS-02 [6, 34, 35, 39, 43].

На рис. 1 наведено залежність концентрації частинок (27), (28), (31) від геліоцентричної відстані. Концентрацію частинок $N(r, \beta)$ нормовано на відповідне значення $N_0(\beta)$ на границі області модуляції. Обрано такі значення параметрів: $r = 1$, $\gamma = 1.76$, $\gamma = 4.78$. Значення

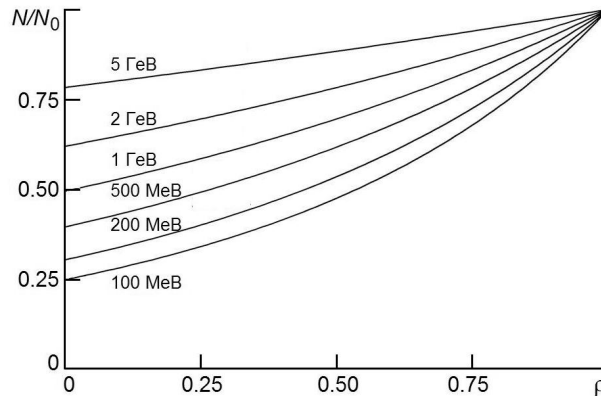


Рис. 1. Залежність концентрації космічних променів від геліоцентричної відстані

кінетичної енергії частинок наведено біля відповідних кривих. Концентрація частинок монотонно збільшується при збільшенні геліоцентричної відстані енергії, а глибина модуляції ГКП зменшується при збільшенні енергії частинок (рис. 1).

МІЖПЛАНЕТНЕ МАГНІТНЕ ПОЛЕ

Для опису міжпланетного магнітного поля скористаємось відомою моделлю Паркера [3, 26, 36, 38]. В даному випадку геліоширотна складова магнітного поля дорівнює нулю:

$$H_{\theta} = 0, \quad (32)$$

а радіальна і азимутальна складові напруженості магнітного поля задовольняють співвідношення

$$H_r(r, \theta) = H_{0r}(\theta) \frac{r_s^2}{r}, \quad (33)$$

$$H_{\phi}(r, \theta) = \frac{r_s^2}{ur} H_{0r}(\theta) \sin \theta, \quad (34)$$

де r_s — радіус Сонця, u — кутова швидкість обертання Сонця, а функція $H_{0r}(\theta)$, яка визначає геліоширотну залежність радіальної складової магнітного поля, має вигляд

$$H_{0r}(\theta) = H_0 \left(1 - \frac{2}{\pi} \theta \right). \quad (35)$$

Величина H_0 набуває значень ± 1 в залежності від епохи сонячної активності, а $\theta(x)$ — одинична функція Хевісайда. У періоди додатної полярності загального магнітного поля Сонця, коли у північній півсфері магнітне поле напрямлене від Сонця, $H_0 = +1$, а у періоди від'єм-

ної полярності ММП величина $\mu = -1$. Величина H_0 у формулі (35) не залежить від геліошироти.

Величина напруженості магнітного поля (32)—(34) визначається співвідношенням

$$H(r, \theta) = H_0 \frac{r_s}{r} \sqrt{1 - \frac{r^2}{u^2} \sin^2 \theta}. \quad (36)$$

Відмітимо, що за малих значень геліоцентричної відстані ($r \ll u$) міжпланетне магнітне поле є близьким до радіального і змінюється обернено пропорційно квадрату геліоцентричної відстані, а у зовнішній геліосфері ($r \gg u$) магнітне поле має майже азимутальний напрямок, причому напруженість магнітного поля змінюється обернено пропорційно r . Компоненти одиничного вектора магнітного поля мають вигляд

$$h_r = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{r^2}{u^2} \sin^2 \theta}} \cos \theta, \quad (37)$$

$$h_\theta = \frac{\sin \theta}{\sqrt{1 - \frac{r^2}{u^2} \sin^2 \theta}} \sin \theta, \quad (38)$$

де

$$\frac{r_0}{u}. \quad (39)$$

ЩІЛЬНІСТЬ ПОТОКУ ГАЛАКТИЧНИХ КОСМІЧНИХ ПРОМЕНІВ

Визначимо величини Φ , A відповідно до співвідношень

$$\Phi = \frac{A}{11}, \quad A = \frac{A}{11}. \quad (40)$$

Згідно із формулами (9) можна отримати

$$\frac{1}{1 - \frac{r^2}{u^2}}, \quad (41)$$

Величина (10) дорівнює відношенню транспортного пробігу частинки до її ларморового радіуса. Таким чином, величина пропорційна напруженості магнітного поля H (36), і її можна записати у вигляді

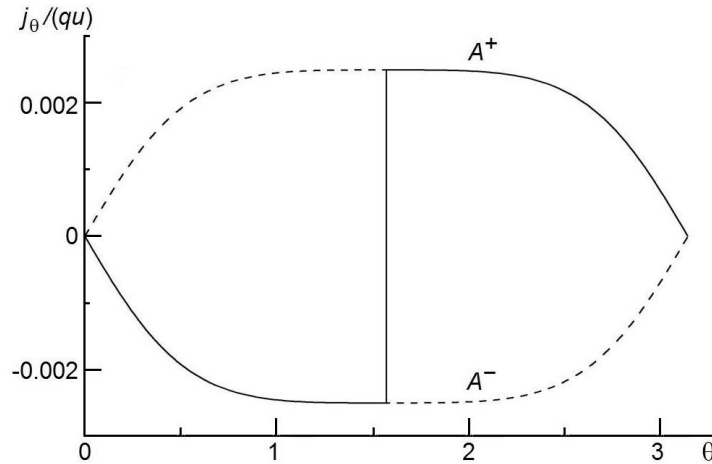


Рис. 2. Залежність щільності геліоширотного потоку космічних променів від кута θ в точці $u = 0.01$

$$j_{\theta} = \frac{r_e}{r} \sqrt{1 - \frac{r_e^2}{r^2}} \sqrt{1 - \frac{r_e^2}{r^2} \sin^2 \theta}, \quad (42)$$

де $r_e = 1$ а. е., а j_0 — постійна величина, пропорційна значенню j на орбіті Землі.

На основі співвідношень (27), (28) для концентрації частинок можна обчислити щільність геліоширотного потоку КП (12):

$$j = u \frac{A}{3} \frac{N_0(\theta)}{\sqrt{1 - \frac{r_e^2}{r^2} \sin^2 \theta}} \frac{1}{2} \frac{1}{2}. \quad (43)$$

Залежність щільності геліоширотного потоку КП (43) від кута θ в точці $u = 0.01$ для значень параметрів $r_e = 1$, $j_0 = 4$, $E_k = 1$ ГеВ представлено на рис. 2. Суцільна крива відповідає епосі додатної полярності магнітного поля Сонця (епоха A^+), а пунктирна крива — періоду від'ємної полярності. У періоді A^+ магнітне поле у північній півсфері напрямлене від Сонця ($\cos \theta = 1$), а в епоху A^- — навпаки, магнітне поле у північній півсфері напрямлене до Сонця ($\cos \theta = -1$). Геліоширотний потік ГКП має протилежний знак у північній ($\theta < \pi/2$) і південній ($\theta > \pi/2$) півсферах. Стрибок величини j у площині геліоекватора зумовлений вибором моделі міжпланетного магнітного поля (33)—(35). У періоді додатної полярності магнітного поля Сонця геліоширотний потік КП напрямлений від полюсів до екватора (суцільна крива на рис. 2). У періоді від'ємної полярності магнітного поля потік частинок j напрямлений до площини геліоекватора (пунктирна крива на рис. 2).

Запишемо рівняння переносу КП (3) у безрозмірних змінних:

$$\frac{1}{2} \frac{d}{d\theta} j_r - \frac{1}{\sin \theta} \frac{d}{d\theta} j \sin \theta - \frac{u}{3} \frac{d}{d\theta} \frac{N}{2} = 0. \quad (44)$$

Відмітимо, що тут розглядається стаціонарний, аксіально симетричний розподіл КП. Згідно із рівнянням (44) щільність радіального компонента потоку частинок можна записати у вигляді суми

$$j_r = j_1 + j_2, \quad (45)$$

де величина

$$j_1 = \frac{1}{2} \frac{d}{\sin^2 \theta} - j \sin \theta \quad (46)$$

зумовлена наявністю геліоширотного потоку КП, а складову потоку

$$j_2 = \frac{u}{3} \frac{d}{\sin^2 \theta} - \frac{N}{2} \quad (47)$$

отримано внаслідок наявності останнього доданка в рівнянні переносу КП (44).

Залежність щільності геліоширотного потоку j (43) від геліошироти зазнає стрибка в точці $\theta = \pi/2$. Тому величина j_1 (46) містить регулярну складову j_{1r} і сингулярну складову j_{1s} :

$$j_1 = j_{1r} + j_{1s}, \quad (48)$$

де

$$j_{1r} = \frac{u}{3} \left| \cos \theta \right| \frac{1}{2} \frac{d}{\sin^2 \theta} - \frac{N_0(\theta)}{2} \frac{2}{(1 - \frac{2}{\sin^2 \theta})^{3/2}} - \frac{1}{2} \frac{d}{\sin^2 \theta} \frac{\sqrt{1 - \frac{2}{\sin^2 \theta}}}{1 - \frac{2}{\sin^2 \theta}}, \quad (49)$$

$$j_{1s} = \frac{2}{3} u - \frac{1}{2} \frac{d}{\sin^2 \theta} - \frac{N_0(\theta)}{2} \frac{A}{\sqrt{1 - \frac{2}{\sin^2 \theta}}}. \quad (50)$$

Відзначимо, що виконується така умова:

$$\frac{d}{d\theta} j_1(\theta, \theta) \sin \theta = 0. \quad (51)$$

На рис. 3 наведено залежність величини j_1 (49) від кута θ в точці $\theta = 0.01$ для частинок з кінетичною енергією, що дорівнює 1 ГеВ при значеннях параметрів $u = 1$, $\theta_0 = 4$. Суцільна крива відповідає додатній полярності міжпланетного магнітного поля, пунктирна — від'ємній полярності. В епоху додатної полярності міжпланетного магнітного поля потік частинок j_1 є додатним (суцільна крива на рис. 3), тобто потік напрямлений з геліосфери. Сингулярна складова радіального потоку частинок (50) у періоди A сонячної активності має від'ємний знак. Отже, у площині геліоекватора має місце потік частинок до Сон-

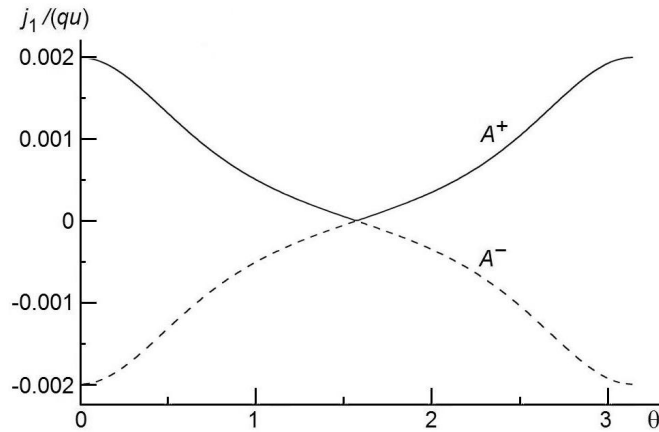


Рис. 3. Залежність щільності радіального потоку космічних променів від кута θ в точці $\theta = 0.01$

ця. Радіальний потік частинок, усереднений по геліошироті, виявляється рівним нулеві (рівняння (51)). У періоди від'ємної полярності магнітного поля Сонця потік частинок j_1 (49) виявляється від'ємним, тобто потік частинок напрямлений до Сонця. Сингулярна частина радіального потоку КП (50) є додатною. Отже, у площині геліоекватора має місце потік частинок з геліосфери. Середній радіальний потік КП дорівнює нулю, отже виконується рівняння (51).

Формулу для складової радіального потоку КП j_2 (47) можна записати у такому вигляді:

$$j_2 = u N_0(\theta) \left[\frac{N_0(\theta)}{3} - \frac{2}{2} d \right] N_0(\theta) \left[\frac{N_0(\theta)}{3} \right]. \quad (52)$$

Для малих геліоцентричних відстаней потік КП j_2 виявляється малим у порівнянні з величиною j_1 . Однак у зовнішній геліосфері компоненти j_1 і j_2 радіального потоку КП мають той самий порядок величини. Величина j_2 для частинок низьких енергій є від'ємною (потік частинок напрямлений до Сонця). Для частинок високих енергій $j_2 > 0$, отже, складова радіального потоку КП j_2 напрямлена з геліосфери.

На рис. 4 наведено залежність щільності радіального потоку КП (45) від кута θ в точці $\theta = 0.5$ для частинок з кінетичною енергією $E_k = 1$ ГеВ. Наведено лише регулярну частину потоку частинок ($\theta < \pi/2$). Точкова крива відповідає складовій потоку j_2 (52). Видно, що для частинок з кінетичною енергією $E_k = 1$ ГеВ величина j_2 є додатною. Суцільна крива на рис. 4 відповідає щільності радіального потоку КП у періоди додатної полярності міжпланетного магнітного поля. За виключенням площини геліоекватора ($\theta = \pi/2$), радіальний потік КП є додатним, тобто потік ГКП напрямлений з геліосфери. У площині геліоекватора потік частинок є від'ємним (направлений до Сонця). Пунктирна крива на рис. 4 відповідає радіальному потоку КП у періоди від'ємної полярності магнітного поля Сонця. В області низьких геліо-

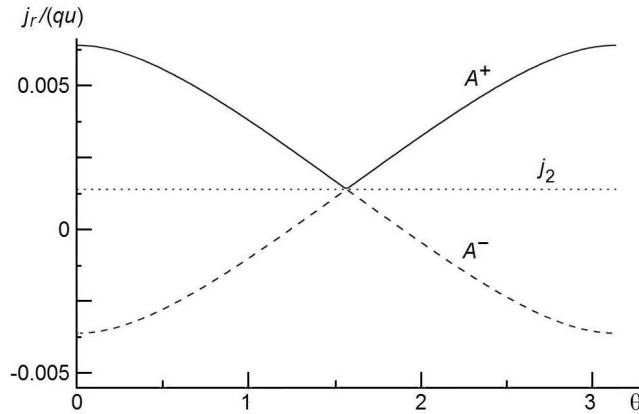


Рис. 4. Залежність щільності радіального потоку КП (45) від кута ($\theta = 0.5, E_k = 1 \text{ GeV}$)

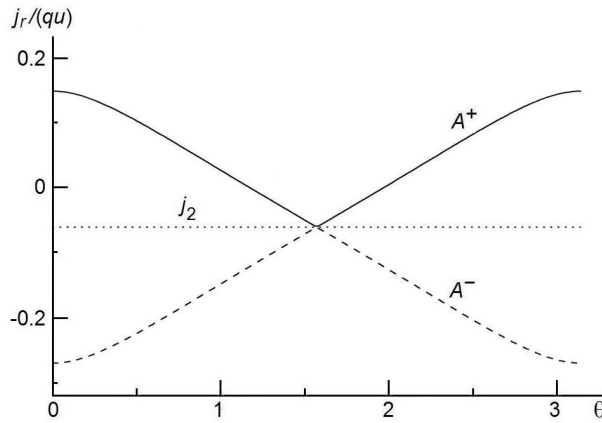


Рис. 5. Залежність щільності радіального потоку космічних променів від кута ($\theta = 0.5, E_k = 100 \text{ MeV}$)

широт радіальний потік ГКП є додатним (напрямленим з геліосфери). Потік КП в області високих геліоширот є від'ємним, тобто напрямленим до Сонця (рис. 4).

На рис. 5 представлено залежність від полярного кута щільності радіального потоку частинок з енергією 100 MeV у точці $\theta = 0.5$. Пунктирна крива відповідає складовій радіального потоку частинок j_2 (52). Відмітимо, що для частинок, кінетична енергія яких дорівнює 100 MeV, величина j_2 виявляється від'ємною (рис. 5). Суцільна крива відповідає радіальному потоку частинок в епоху додатної полярності міжпланетного магнітного поля. На низьких геліоширотах потік КП є від'ємним (спрямованим до Сонця), а на високих геліоширотах — потік КП напрямлений з геліосфери. Штрихова крива на рис. 5 відповідає радіальному потоку частинок в A^- -епоху сонячної активності. Радіальний потік частинок поза площиною геліоекватора виявляється від'ємним. Таким чином, в епоху від'ємної полярності міжпланетного магнітного поля радіальний потік частинок низьких енергій напрямлений до Сонця.

КОНЦЕНТРАЦІЯ ГАЛАКТИЧНИХ КОСМІЧНИХ ПРОМЕНІВ

Запишемо концентрацію КП у вигляді суми [4, 14, 30]

$$N(\theta, \varphi) = N_0(\theta, \varphi) + N(\theta, \varphi), \quad (53)$$

де функція $N_0(\theta, \varphi)$ визначається співвідношеннями (28), (31), а $N(\theta, \varphi)$ є малою величиною у порівнянні з $N_0(\theta, \varphi)$. Підставивши вираз (53) у формулу (23), отримаємо таке рівняння для величини $N(\theta, \varphi)$:

$$\frac{N(\theta, \varphi)}{3} = \frac{N_0(\theta, \varphi)}{3} + j_r - \frac{A}{h} N(\theta, \varphi), \quad (54)$$

де

$$j_r = \frac{1}{u} \left(j_r - \frac{A}{h} j_r \right). \quad (55)$$

Оскільки функція $N_0(\theta, \varphi)$ на границі області модуляції КП дорівнює даному значенню $N_0(\theta, \varphi)$, величина $N(\theta, \varphi)$ повинна задовольняти граничну умову

$$N(\theta, \varphi) = 0. \quad (56)$$

Розв'язок рівняння (54), який задовольняє граничну умову (56), має вигляд

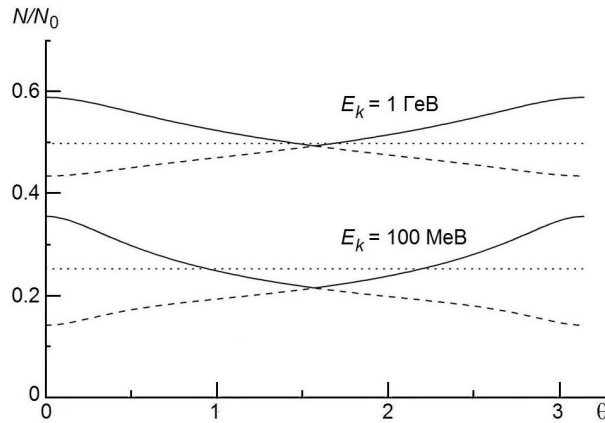
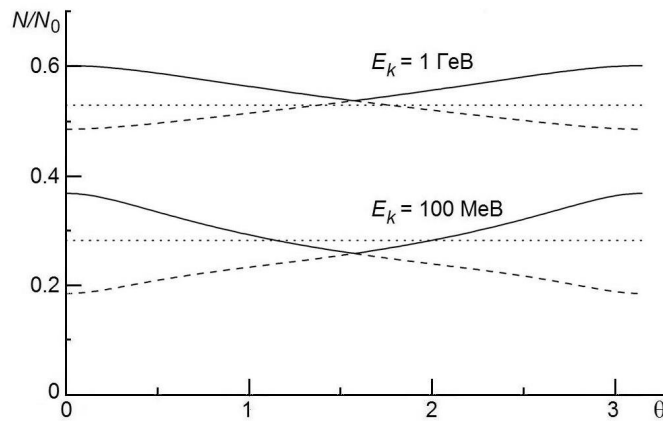
$$N(\theta, \varphi) = d_1(\theta, \varphi), \quad (57)$$

де

$$d_1(\theta, \varphi) = \frac{N_0(\theta, \varphi)}{3} \left(1 - \frac{A}{h} \right). \quad (58)$$

Залежність концентрації КП (53) в точці $\theta = 0.01$ від кута φ представлено на рис. 6. Суцільні криві відповідають додатній полярності міжпланетного магнітного поля, а штрихові — від'ємній. Верхні криві відповідають кінетичній енергії частинок, яка дорівнює 1 ГеВ, а нижні — 100 МеВ. Концентрацію КП нормовано на відповідне значення концентрації ГКП на геліопаузі $N_0(\theta, \varphi)$ (31). Пунктирні криві — відносна концентрація частинок $N(\theta, \varphi)/N_0(\theta, \varphi)$, де величина $N_0(\theta, \varphi)$ визначається співвідношеннями (27), (28). У періоди додатної полярності міжпланетного магнітного поля концентрація ГКЛ мінімальна поблизу площини геліоекватора і монотонно зростає з геліоширотою. У періоди від'ємної полярності магнітного поля Сонця в області геліоекватора має місце максимум концентрації частинок, а зі збільшенням геліошироти концентрація КП зменшується (штрихові криві на рис. 6).

На рис. 7 наведено залежність концентрації частинок від полярного кута φ в точці $\theta = 0.1$ для двох значень кінетичної енергії частинок: 1 ГеВ і 100 МеВ. Концентрацію ГКП нормовано на відповідне значення на геліопаузі. Суцільні криві відповідають додатній полярності

Рис. 6. Залежність концентрації космічних променів від кута θ в точці $\lambda = 0.01$ Рис. 7. Залежність концентрації космічних променів від кута θ в точці $\lambda = 0.1$

міжпланетного магнітного поля, а штрихові криві — періодам від'ємної полярності магнітного поля. Пунктирні криві описують концентрацію ГКП $N_0(\lambda)$ (27), (28). У періоди додатної полярності магнітного поля Сонця концентрація ГКП монотонно збільшується з геліошироотою. Навпаки, в A -періоди сонячної активності інтенсивність ГКП є максимальною на низьких геліоширотах. Відмітимо, що у зовнішній геліосфері залежність інтенсивності КП від полярного кута θ виявляється значно менш виразною (рис. 6, 7).

Результати розрахунків демонструють відносно невелику зміну інтенсивності ГКП з геліошироотою, що узгоджується з даними спостережень у мінімумі 22-го циклу сонячної активності. Вимірювання інтенсивності вдалині від площини екліптики (КА «Улісс») і на сателітах IMP-8, ACE у навколосемному космічному просторі дозволили дослідити геліоширотний розподіл ГКП у 1994 році [9, 16, 23, 24, 26, 32, 40]. Геліоширотні градієнти всіх типів ядер у періоди A -мінімумів сонячної активності виявились додатними, отже інтенсивність КП

збільшувалась при умові збільшення геліошироти. Найбільш суттєва геліоширотна залежність інтенсивності ГКП спостерігалась для частинок з жорсткістю приблизно 1 ГВ [23, 24, 32, 33, 40].

Розрахунки показують, що при від'ємній полярності міжпланетного магнітного поля концентрація ГКП монотонно зменшується при збільшенні геліошироти, отже інтенсивність КП є максимальною в області геліоекватора (рис. 6, 7). При збільшенні енергії частинок геліоширотні градієнти КП зменшуються за абсолютною величиною. Дослідження, виконані у 2006—2007 роках місіями «Улісс», PAMELA, AMS-02 та ін., дозволили визначити радіальні та геліоширотні градієнти інтенсивності ГКП в епоху мінімуму 23-го циклу сонячної активності. Було продемонстровано, що в A -епоху активності Сонця інтенсивність ГКП максимальна в області геліоекватора [9, 16, 23, 25, 39, 40, 43]. Цікаво, що в цей період геліоширотні градієнти інтенсивності ГКП виявились суттєво меншими за абсолютною величиною, ніж відповідні величини, які спостерігались у мінімумі 22-го циклу сонячної активності [12, 23, 40].

ВИСНОВКИ

Розглянуто залежність щільності геліоширотного потоку КП від полярного кута. Показано, що в епоху додатної полярності магнітного поля Сонця геліоширотний потік ГКП напрямлений від геліоекватора до полюсів. У періоди від'ємної магнітної полярності потік частинок напрямлений до площини геліоекватора.

У періоди додатної полярності міжпланетного магнітного поля радіальний потік ГКП в області геліоекватора виявляється від'ємним (напрямленим до Сонця). За від'ємної магнітної полярності, навпаки, радіальний потік КП напрямлений з геліосфери. У внутрішній геліосфері радіальний потік ГКП поза площиною геліоекватора напрямлений до границь геліосфери в епоху додатної полярності магнітного поля Сонця, а в періоди від'ємної магнітної полярності потік частинок напрямлений до Сонця. У зовнішній магнітосфері напрямок потоку ГКП залежить від енергії частинок. Виявляється, що повний потік частинок зі сфери даного радіуса є додатним для частинок високої енергії і від'ємним для КП низьких енергій.

Показано, що у періоди мінімумів парних циклів сонячної активності (за додатної магнітної полярності) інтенсивність ГКП є мінімальною в області геліоекватора. При зростанні геліошироти інтенсивність ГКП збільшується. У періоди від'ємної полярності міжпланетного магнітного поля (непарні цикли сонячної активності) в області геліоекватора має місце максимум інтенсивності КП, а зі збільшенням геліошироти інтенсивність ГКП зменшується. Таким чином, у мінімумах парних циклів сонячної активності геліоширотні градієнти інтенсивності ГКП є додатними. Геліоширотні градієнти у мінімумах

непарних циклів активності Сонця виявляються від'ємними (інтенсивність ГКП зменшується з геліоширотою).

1. Долгинов А. З., Топтыгин И. Н. Многократное рассеяние частиц в магнитном поле со случайными неоднородностями. *ЖЭТФ*. 1966. **51**, вып. 6. С. 1771—1783.
2. Дорман Л. И., Кац М. Е., Федоров Ю. И., Шахов Б. А. О балансе энергии космических лучей при многократном рассеянии в случайно-неоднородном магнитном поле. *Письма в ЖЭТФ*. 1978. **27**, вып. 6. С. 374.
3. Топтыгин И. Н. *Космические лучи в межпланетных магнитных полях*. М. : Наука. 1983. 304 с.
4. Шахов Б. А., Колесник Ю. Л. Итерационный метод решения краевых задач теории распространения космических лучей. *Кинематика и физика небес. тел.* 2006. **22**, № 2. С. 101—108.
5. Aslam O. P. M., Bisschoff D., Ngobeni M. D., Potgieter M. S., et al. Time and charge-sign dependence of the heliospheric modulation of cosmic rays. *Astrophys. J.* 2021. 909. 215. 13 p.
6. Bisschoff D., Potgieter M. S., Aslam O. P. M. New very local interstellar spectra for electrons, positrons, protons and light cosmic ray nuclei. *Astrophys. J.* 2019. 878. 59. 8 p.
7. Burger A. A., Moraal H., Webb G. M. Drift theory of charged particles in electric and magnetic fields. *Astrophys. Space Sci.* 1985. **116**. 107.
8. Caballero-Lopez R. A., Moraal H. Limitations of the force field equation to describe cosmic ray modulation. *J. Geophys Res.* 2004. **109**, A01101. 7 p.
9. De Simone N., Felice V. D., Gieseler J., Boesio M., et al. Latitudinal and radial gradients of galactic cosmic ray protons in the inner heliosphere — PAMELA and Ulysses observations. *Astrophys. Space Sci. Trans.* 2011. **7**. 425.
10. Dorman L. I., Katz M. E. Cosmic ray kinetics in space. *Space Sci. Rev.* 1977. **20**. P. 529.
11. Dorman L. I., Katz M. E., Fedorov Yu. I., Shakhov B. A. Variation of cosmic ray energy in interplanetary space. *Astrophys. Space Sci.* 1983. **94**. 43.
12. Engelbrecht N. E., Effenberger F., Florinski V., Potgieter M. S., et al. Theory of cosmic ray transport in the heliosphere. *Space Sci. Rev.* 2022. 218. 33. 69 p.
13. Fedorov Yu. I., Shakhov B. A., Kolesnyk Yu. L. Modulation of galactic cosmic ray intensity in the approximation of small anisotropy. *Kinemat. Phys. Celest. Bodies.* 2022. **32**. P. 181.
14. Fedorov Yu. I., Stehlik M. The modulation of galactic cosmic ray intensity in the outer heliosphere. *Solar Phys.* 2017. **293**, 119. 18 p.
15. Forman M. A., Jokopii J. R., Owens A. J. Cosmic-ray streaming perpendicular to the mean magnetic field. *Astrophys. J.* 1974. **192**. 535.
16. Gieseler J., Heber B. Spatial gradients of GCR protons in the inner heliosphere derived from Ulysses COSPIN/KET and PAMELA measurements. *Astron. and Astrophys.* 2016. 589. A32. 6 p.
17. Gieseler J., Heber B., Herbst K. *An empirical modification of the force field approach to describe the modulation of galactic cosmic rays close to the Earth in a broad range of rigidities*. Arxiv: 1710. 10834 [physics, space phys.], 2017
18. Gleeson L. J. The equations describing the cosmic ray gas in the interplanetary region. *Planet Space Sci.* 1969. **17**(1). P. 31.
19. Gleeson L. J., Axford W. I. Cosmic rays in the interplanetary medium. *Astrophys. J.* 1967. **149**. P. L115.
20. Gleeson L. J., Axford W. I. Solar modulation of galactic cosmic rays. *Astrophys. J.*

1968. **159**. P. 1011.
21. Gleeson L. J., Webb G. M. Energy changes of cosmic rays in the interplanetary region. *Astrophys. Space Sci.* 1978. **58**. 21.
22. Hasselmann K., Wibberenz G. Scattering of charged particles by random electromagnetic fields. *Z. Geophys.* 1968. **34**. № 2. 353.
23. Heber B. Cosmic rays through the Solar Hale Cycle. Insights from Ulysses. *Space Sci. Rev.* 2013. **176**. P. 265.
24. Heber B., Droege W., Ferrando P., et al. Spatial variation of > 40 MeV/n nuclei fluxes observed during Ulysses rapid latitude scan. *Astron. and Astrophys.* 1996. **316**. P. 538.
25. Heber B., Gieseler J., Dunzlaff P., Gome-Herrero R., et al. Latitudinal gradients of galactic cosmic rays during the 2007 solar minimum. *Astrophys. J.* 2008. **689**. 1443.
26. Heber B., Potgieter M. S. Cosmic rays at high heliolatitudes. *Space Sci. Rev.* 2006. **127**. P. 117.
27. Isenberg P. A., Jokipii J. R. Gradient and curvature drifts in magnetic fields with arbitrary spatial variations. *Astrophys. J.* 1979. **234**. 746.
28. Jokipii J. R., Levy E. H., Hubbard W. B. Effects of particle drift on cosmic-ray transport. I. General properties, applications to solar modulation. *Astrophys. J.* 1977. **213**. 861.
29. Jokipii J. R., Thomas B. Effects of drift on the transport of cosmic rays. 4. Modulation by a wavy interplanetary current sheet. *Astrophys. J.* 1981. **249**. 1115.
30. Kolesnyk Yu. L., Bobik P., Shakhov B. A., Putis M. An analytically iterative method for solving problems of cosmic ray modulation. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2017. **470**. P. 1073.
31. Kota J., Jokipii J. R. Effects of drift on the transport of cosmic rays. 6. A three-dimensional model including diffusion. *Astrophys. J.* 1983. **265**. 573.
32. McKibben R. B., Connel J. J., Lopate C., Simpson J. A., Zhang M. Observations of galactic cosmic rays and the anomalous helium during Ulysses passage from the south to the north solar pole. *Astron. and Astrophys.* 1996. **316**. P. 547.
33. McKibben R. B. Three-dimensional solar-modulation of cosmic rays and anomalous components in the inner heliosphere. *Space Sci. Rev.* 1998. **83**. P. 21.
34. Ndiitwani D. C., Aslam O. P. M., Ngobeni M. D., Potgieter M. S., et al. The 3D numerical modeling on the temporal modulation of galactic protons as per PAMELA and AMS02 observation with changing solar activity. *Proc. 37th Intern. Cosmic Ray Conf.*, 2023, Nagoya, Japan, PoS (ICRC23), 1318.
35. Ngobeni M. D., Aslam O. P. M., Potgieter M. S., Ramokgaba I. I., et al. Modeling the modulation of galactic protons in two successive very quiet solar minima. *Proc. 37th Intern. Cosmic Ray Conf.*, 2023, Nagoya, Japan, PoS (ICRC23), 1236.
36. Parker E. N. Dynamics of the interplanetary gas and magnetic field. *Astrophys. J.* 1958. **128**. P. 644.
37. Parker E. N. The passage of energetic charged particles through interplanetary space. *Planet Space Sci.* 1965. **13**. P. 9.
38. Parker E. N. A history of early work on the heliospheric magnetic field. *J. Geophys. Res.* 2001. **106**, № A8. 15797.
39. Potgieter M. S. Solar modulation of cosmic rays. *Living Rev. Solar Phys.* 2013. **10**. 3.
40. Shen Z., Qin G., Zuo P., Wei F., Ku X. Numerical modeling of latitudinal gradients for galactic cosmic-ray protons during solar minima: Comparing with Ulysses observations. *Astrophys. J., Suppl. Ser.* 2021. **256**:18. 19 p.
41. Urch I. H., Gleeson L. J. Galactic cosmic ray modulation from 1965-1970. *Astrophys.*

Space Sci. 1972. **17**. P. 426.

42. Vos E. E., Potgieter M. S. New modeling of galactic proton modulation during the minimum of solar cycle 23/24. *Astrophys. J.* 2015. **815**. 119. 8 p.
43. Vos E. E., Potgieter M. S. *Global gradients for cosmic ray protons in the heliosphere during the solar minimum of cycle 23/24*. Arxiv: 1608. 01688 [physics, space phys.], 2016.

REFERENCES

1. Dolginov A. Z., Toptygin I. N. (1966) Multiple scattering of particles in a magnetic field with random inhomogeneities. *JETP*. **51**(6). 1771—1783.
2. Dorman L. I., Kats M. E., Fedorov Yu. I., Shakhov B. A. (1978) On the energy balance of cosmic rays during multiple scattering in a randomly inhomogeneous magnetic field. *Letters to JETP*. **27**(6). 374.
3. Toptygin I. N. (1983) Cosmic rays in interplanetary magnetic fields. M. : Nauka. 304.
4. Shakhov B. A., Kolesnik Yu. L. (2006) Iteration method for solution of cosmic ray propagation theory boundary problems. *Kinemat. Phys. Celest. Bodies*. **22**(2). 101—108.
5. Aslam O. P. M., Bisschoff D., Ngobeni M. D., Potgieter M. S., et al. (2021) Time and charge-sign dependence of the heliospheric modulation of cosmic rays. *Astrophys. J.* 909. 215. 13.
6. Bisschoff D., Potgieter M. S., Aslam O. P. M. (2019) New very local interstellar spectra for electrons, positrons, protons and light cosmic ray nuclei. *Astrophys. J.* 878. 59. 8.
7. Burger A. A., Moraal H., Webb G. M. (1985) Drift theory of charged particles in electric and magnetic fields. *Astrophys. Space Sci.* **116**. 107.
8. Caballero-Lopez R. A., Moraal H. (2004) Limitations of the force field equation to describe cosmic ray modulation. *J. Geophys Res.* **109**, A01101. 7.
9. De Simone N., Felice V. D., Gieseler J., Boesio M., et al. (2011) Latitudinal and radial gradients of galactic cosmic ray protons in the inner heliosphere — PAMELA and Ulysses observations. *Astrophys. Space Sci. Trans.* **7**. 425.
10. Dorman L. I., Katz M. E. (1977) Cosmic ray kinetics in space. *Space Sci. Rev.* **20**. 529.
11. Dorman L. I., Katz M. E., Fedorov Yu. I., Shakhov B. A. (1983) Variation of cosmic ray energy in interplanetary space. *Astrophys. Space Sci.* **94**. 43.
12. Engelbrecht N. E., Effenberger F., Florinski V., Potgieter M. S., et al. (2022) Theory of cosmic ray transport in the heliosphere. *Space Sci. Rev.* 218(33). 69.
13. Fedorov Yu. I., Shakhov B. A., Kolesnyk Yu. L. (2022) Modulation of galactic cosmic ray intensity in the approximation of small anisotropy. *Kinemat. Phys. Celest. Bodies*. **32**. 181.
14. Fedorov Yu. I., Stehlik M. (2017) The modulation of galactic cosmic ray intensity in the outer heliosphere. *Solar Phys.* **293**(119). 18.
15. Forman M. A., Jokopii J. R., Owens A. J. (1974) Cosmic-ray streaming perpendicular to the mean magnetic field. *Astrophys. J.* **192**. 535.
16. Gieseler J., Heber B. (2016) Spatial gradients of GCR protons in the inner heliosphere derived from Ulysses COSPIN/KET and PAMELA measurements. *Astron. and Astrophys.* 589(A32). 6.
17. Gieseler J., Heber B., Herbst K. (2017) *An empirical modification of the force field approach to describe the modulation of galactic cosmic rays close to the Earth in a broad range of rigidities*. Arxiv: 1710.10834 [physics, space phys.].
18. Gleeson L. J. (1969) The equations describing the cosmic ray gas in the interplanetary region. *Planet Space Sci.* **17**(1). P. 31.

19. Gleeson L. J., Axford W. I. (1967) Cosmic rays in the interplanetary medium. *Astrophys. J.* **149**. L115.
20. Gleeson L. J., Axford W. I. (1968) Solar modulation of galactic cosmic rays. *Astrophys. J.* **159**. 1011.
21. Gleeson L. J., Webb G. M. (1978) Energy changes of cosmic rays in the interplanetary region. *Astrophys. Space Sci.* **58**. 21.
22. Hasselmann K., Wibberenz G. (1968) Scattering of charged particles by random electromagnetic fields. *Z. Geophys.* **34**. № 2. 353.
23. Heber B. (2013) Cosmic rays through the Solar Hale Cycle. Insights from Ulysses. *Space Sci. Rev.* **176**. 265.
24. Heber B., Droegge W., Ferrando P., et al. (1996) Spatial variation of > 40 MeV/n nuclei fluxes observed during Ulysses rapid latitude scan. *Astron. and Astrophys.* **316**. 538.
25. Heber B., Gieseler J., Dunzlaff P., Gome-Herrero R., et al. (2008) Latitudinal gradients of galactic cosmic rays during the 2007 solar minimum. *Astrophys. J.* **689**. 1443.
26. Heber B., Potgieter M. S. (2006) Cosmic rays at high heliolatitudes. *Space Sci. Rev.* **127**. 117.
27. Isenberg P. A., Jokipii J. R. (1979) Gradient and curvature drifts in magnetic fields with arbitrary spatial variations. *Astrophys. J.* **234**. 746.
28. Jokipii J. R., Levy E. H., Hubbard W. B. (1977) Effects of particle drift on cosmic-ray transport. 1. General properties, applications to solar modulation. *Astrophys. J.* **213**. 861.
29. Jokipii J. R., Thomas B. (1981) Effects of drift on the transport of cosmic rays. 4. Modulation by a wavy interplanetary current sheet. *Astrophys. J.* **249**. 1115.
30. Kolesnyk Yu. L., Bobik P., Shakhov B. A., Putis M. (2017) An analytically iterative method for solving problems of cosmic ray modulation. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **470**. 1073.
31. Kota J., Jokipii J. R. (1983) Effects of drift on the transport of cosmic rays. 6. A three-dimensional model including diffusion. *Astrophys. J.* **265**. 573.
32. McKibben R. B., Connel J. J., Lopate C., Simpson J. A., Zhang M. (1996) Observations of galactic cosmic rays and the anomalous helium during Ulysses passage from the south to the north solar pole. *Astron. and Astrophys.* **316**. 547.
33. McKibben R. B. (1998) Three-dimensional solar-modulation of cosmic rays and anomalous components in the inner heliosphere. *Space Sci. Rev.* **83**. 21.
34. Ndiitwani D. C., Aslam O. P. M., Ngobeni M. D., Potgieter M. S., et al. (2023) The 3D numerical modeling on the temporal modulation of galactic protons as per PAMELA and AMS02 observation with changing solar activity. *Proc. 37th Intern. Cosmic Ray Conf.*, 2023, Nagoya, Japan, PoS (ICRC23), 1318.
35. Ngobeni M. D., Aslam O. P. M., Potgieter M. S., Ramokgaba I. I., et al. (2023) Modeling the modulation of galactic protons in two successive very quiet solar minima. *Proc. 37th Intern. Cosmic Ray Conf.*, 2023, Nagoya, Japan, PoS (ICRC23), 1236.
36. Parker E. N. (1958) Dynamics of the interplanetary gas and magnetic field. *Astrophys. J.* **128**. P. 644.
37. Parker E. N. (1965) The passage of energetic charged particles through interplanetary space. *Planet Space Sci.* **13**. 9.
38. Parker E. N. (2001) A history of early work on the heliospheric magnetic field. *J. Geophys. Res.* **106**(A8). 15797.
39. Potgieter M. S. (2013) Solar modulation of cosmic rays. *Living Rev. Solar Phys.* **10**. 3.
40. Shen Z., Qin G., Zuo P., Wei F., Ku X. (2021) Numerical modeling of latitudinal gradients for galactic cosmic-ray protons during solar minima: Comparing with Ulysses observations. *Astrophys. J., Suppl. Ser.* **256**(18). 19.

41. Urch I. H., Gleeson L. J. (1972) Galactic cosmic ray modulation from 1965-1970. *Astrophys. Space Sci.* **17**. 426.
42. Vos E. E., Potgieter M. S. (2015) New modeling of galactic proton modulation during the minimum of solar cycle 23/24. *Astrophys. J.* **815**. 119. 8.
43. Vos E. E., Potgieter M. S. (2016) *Global gradients for cosmic ray protons in the heliosphere during the solar minimum of cycle 23/24*. Arxiv: 1608.01688 [physics, space phys.].

Yu. I. Fedorov

Main Astronomical Observatory of the National Academy of Sciences of Ukraine,
Kyiv, Ukraine

THE GALACTIC COSMIC RAY PROPAGATION IN THE HELIOSPHERE DURING SOLAR ACTIVITY MINIMUM

The energetic charged particle propagation in the heliospheric magnetic fields is considered on the base of cosmic ray transport equation. The transport equation solution is reached in the approximation of small anisotropy value of particle angular distribution. The galactic cosmic ray energetic distribution at the heliopause is used as a transport equation boundary condition. The cosmic ray energy spectrum in the local interstellar medium is supposed to be known due to the results of prominent space missions (Pioneer, Voyager, PAMELA, AMS-02 etc.). The density of cosmic ray streaming is calculated during periods of various solar magnetic polarities. It is shown that the galactic cosmic ray intensity is minimal near the helioequator during periods of positive magnetic polarity. Under negative interplanetary magnetic field polarity the cosmic ray intensity decreases if the heliolatitude increases.

Key words: cosmic rays, heliospheric magnetic fields, transport equation.

Стаття надійшла до редакції 15.11.2023

Після доопрацювання 16.11.2023

Прийнята до друку 21.12.2023