зліва. Тому всі скрути в $R-Mod$ є скрутами простого типу [1, 4]. З теорем 3.1, 3.3 [9] випливає, що

$$R \cong M_{n_1}(T_1)\times\ldots\times M_{n_k}(T_k)$$

де T_i – локальні досконалі справа кільця.

Оскільки R досконале зліва, то $M_{n_i}(T_i)$ – досконалі зліва кільця [2]. Оскільки $M_{n_i}(T_i)-Mod$ і $T_i - Mod$ є Моріта – еквівалентними, то T_i – досконалі зліва.

Отже, T_i – локальні досконалі зліва і справа кільця.

Наслідок 1. Нехай R - кільце. Щоб R було напівлокальним кільцем і кожний I-радикал в $R-Mod$ був скрутом простого типу, необхідно і достатньо, щоб $R \cong M_{n_1}(T_1)\times\ldots\times M_{n_k}(T_k)$, де T_i – локальні досконалі зліва і справа кільця.

Доведення. ($\Rightarrow$) Використати теорему 2.

($\Leftarrow$) Застосовувати те, що всі I-радикали тривіальні в $M_{n_i}(T_i)-Mod$ (див. лему 5) і всі скрути тривіальні в $M_{n_i}(T_i)-Mod$. В першому випадку використовується досконалість T_i зліва, а в другому – справа.

На закінчення автор щиро дякує О.Л. Горбачуку за керівництво при роботі над статтею.

1. Stenström B. Rings of quotients. Berlin, Springer – Verlag, 1975. 2. Anderson F., Fuller K. Rings and categories of modules. Berlin, Springer – Verlag, 1974. 3. Каш Ф. Модули и кольца. М., 1981. 4. Кашу А.И. Радикалы и кручения в модулях. Кишинёв, 1983. 5. Ламбек И. Кольца и модули. М., 1971. 6. Горбачук Е.Л. О кручениях в модулях // Укр. мат. журнал. 1973. Т.25. № 4. С. 521-527. 7. Фейс К. Алгебра: кольца, модули и категории. Т.2. М., 1979. 8. Горбачук Е.Л., Комарницкий Н.Я. I-радикалы и их свойства // Укр. мат. журнал. 1978. Т.30, №. 2. С.212–217. 9. Teply M. Homological dimension and splitting torsion theories // Pacific J. Math. 1970. P. 447-459.

УДК 531.314.2

Мацюк Р.Я.
ІППММ НАН України

ЛЕЖАНДРІВСЬКІ ПЕРЕТВОРЕННЯ ДРУГОГО РЯДУ В МЕХАНІЦІ РЕЛЯТИВІСЬКОЇ ДЗИҐИ*

Generalized Legendre transformation is applied to the third-order equation of motion of the relativistic spherical top with Pirani constraint.

Узагальнене перетворення Лежандра застосоване до рівняння руху третього порядку для релятивіської дзиґи, що підлягає в'язі Пірані.

* Стаття опублікована з дотриманням термінології автора як спроба альтернативного підходу до формування української математичної лексики.

Класичне означення реґулярности механіки Остроградського (з вищими похідними) не є застосовним до тих рівнянь Ойлєра-Пуасона, котрі містять лиш третього порядку похідні. У випадку релятивіської аналітичної механіки точки в просторі-часі Мінковського такі рівняння обтяжені ще і фактом виродженості матриці при старших похідних. Для переведення вказаних (звичайних) варіяційних рівнянь у буцім-гамільтонівську форму можна скористати з рецептів, запропонованих Ольгою Крупковою [1]. Але нас цікавитимуть лиш ті рівняння, які дають змогу робити над собою перетворення Лоренца. Для незмінности множини розв'язків таких рівнянь при дії на неї перетвореннями Лоренца необхідно є упровадити до самих рівнянь сталий параметр, котрий в простішому випадку може бути просто чотири-вектором [2] $\mathfrak{s} = (s_0,\mathbf{s})$. Спочатку розповімо коротко, як виглядає механізм лежандрівських перетворень в такій ситуації, коли функція Ляґранжа не залежить від похідних порядку вищого, ніж другий (кажемо, що розглядається механіка другого ряду), і, на додачу, залежить від найстарших (другого порядку) похідних ще й афінно – це щоб самі рівняння не містили похідних четвертого порядку:

$$L = L_0 + \mathbf{v}'.\frac{\partial L}{\partial \mathbf{v}'}.$$

А опісля покажемо, які конкретно слід вибрати перетворення Лежандра, щоб наша буцім-гамільтонівська система описувала в конфіґураційному просторі механіку клясичної частки зі „спіном“, сиріч пробної дзиґи [3]. Нам не відомі іще приклади рівнянь третього порядку, які одночасно мали-б під собою якусь фізичну модель, витримували-б релятивіські переміни координат, і при цьому не були позбавлені цінної властивости, що своїми розв'язками оптимізують деяку дію (т. зв. „варіяційність“).

Позначимо стандартну проєкцію простору похідних (джет-простору) $J_3(t,\mathbf{x},\mathbf{v},\mathbf{v}',\mathbf{v}'')$ на простір $J_2(t,\mathbf{x},\mathbf{v},\mathbf{v}')$ буквою ${}^3\pi_2$. Позначимо також буквами $\boldsymbol{\omega}$, $\boldsymbol{\omega}'$, $\boldsymbol{\omega}''$ звичні контактні форми, суттєво означені відповідно на просторах J_1, J_2 і J_3:

$$\boldsymbol{\omega} = d\mathbf{x} - \mathbf{v}dt\,,\ \boldsymbol{\omega}' = d\mathbf{v} - \mathbf{v}'dt\,,\ \boldsymbol{\omega}'' = d\mathbf{v}' - \mathbf{v}''dt\,.$$

Запровадимо три означення:

1) Деяка два-форма зветься 2-контактною, якщо вона виражається лише через контактні 1-форми $\boldsymbol{\omega}$, $\boldsymbol{\omega}'$, $\boldsymbol{\omega}''$; в противному разі вона зватиметься 1-контактною.

2) Про деяку 1-контактну диференційну два-форму говоримо, що вона є динамічного типу, якщо ця форма має ось який вигляд: $E_\kappa(t,\mathbf{x},\mathbf{v},\mathbf{v}',\mathbf{v}'')\omega^\kappa \wedge dt$ (тобто належить до ідеалу, породженого лише формами $\boldsymbol{\omega}$).

3) Замкнута два-форма α на просторі J_2 зветься лепажівською, якщо 1-контактна частъ її відтягненого образу ${}^3\pi_2^{\,*}\alpha$ є формою динамічного типу.

Із загальної теорії випливає для нашого випадку варіяційного рівняння третього порядку таке твердження: можливо так збудувати перетворення Лежандра (себто вказати вигляд функцій $\mathbf{p}(\mathbf{v},\mathbf{v}')$ і $\mathbf{p}'(\mathbf{v},\mathbf{v}')$), що два-форма

$$-\,d\left(p_k v^k - L_0\right)\wedge dt + dp_k \wedge dx^k + dp'_k \wedge dv^\kappa$$

стане лепажівською, конкретно, матиме ось який вигляд:

$$-\frac{\partial p_\kappa}{\partial v^\lambda}\omega^\kappa \wedge \omega'^\lambda - \frac{\partial p'_\kappa}{\partial v^\lambda}\omega'^\kappa \wedge \omega'^\lambda - \frac{\partial p_\kappa}{\partial v^\lambda}v'^\lambda \omega^\kappa \wedge dt - \frac{\partial p_\kappa}{\partial v'^\lambda}\omega^\kappa \wedge dv'^\lambda . \tag{1}$$

Щоб переконатися в лепажівськості форми (1), досить побачити, що власне для останнього доданка суттєвою є умова відтягання на один поверх вище (за порядком джету) у двостепенованій алґебрі диференційних форм на просторах струменів (джетів) різних порядків, J_r. А саме ${}^3\pi_2^{\,*} d\mathbf{v}' = \boldsymbol{\omega}'' + \mathbf{v}'' dt$. Якщо перетворення Лежандра спровоковане деякою функцією Ляґранжа відповідно до рецепту $\mathbf{p}' = \frac{\partial L}{\partial \mathbf{v}'}$, $\mathbf{p} = \frac{\partial L}{\partial \mathbf{v}} - \frac{d\mathbf{p}'}{dt}$, тоді вираз $-\left(\mathbf{v}' \cdot \partial_{\mathbf{v}} + \mathbf{v}'' \cdot \partial_{\mathbf{v}'}\right)\mathbf{p}$ є виразом Ойлєра-Пуасона для функції Ляґранжа L.

Ми прагнемо описати динаміку системи, яка керується функцією Ляґранжа L, в термінах голономних інтеґральних підмноговидів Пфафової системи

$$i_\xi \alpha , \tag{2}$$

де форма α має вигляд (1), а значок ξ пробігає модуль всіх векторних полів, що є вертикальні з точки зору відмету $J_2 \to \mathrm{P} : (t, \mathbf{x}, \mathbf{v}, \mathbf{v}') \mapsto t$. Голономні перекрої волокнистого простору $J_2 \to \mathrm{P}$ з необхідністю є інтеґральними підмноговидами також і картанівського розподілу на J_2 (себто анулятора форм $\boldsymbol{\omega}$ і $\boldsymbol{\omega}'$). Картанівське векторне поле взірця

$$\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}\frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} + \mathbf{v}'\frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} + \boldsymbol{\Gamma}\frac{\partial}{\partial \mathbf{v}'}$$

зветься *бросіть (semispray)*. Для існування k-вимірного *бростя*, яке б містилося в розподілі Ойлєра-Пуасона (2), необхідною і достатньою є така умова:

ранґ матриці $\frac{\partial p_\kappa}{\partial v'^\lambda}$ *дорівнює ранґу розширеної матриці* $\frac{\partial p_\kappa}{\partial v'^\lambda} \,|\, \sum_\rho \frac{\partial p_\kappa}{\partial v^\rho} v'^\rho$ *і дорівнює числу* $\dim(\mathbf{x}) + 1 - k$.

Накладені вказаною умовою в’язі звуться *первинними бростковими в’язями.*

Бажаємо тепер відшукати якусь модель в межах релятивіської аналітичної механіки, яка би виказувала суттєві ціхи описаного формалізму і наділена була би фізичним змістом. З цією метою звернемось до загальних рівнянь, що описують світову лінію клясичної вертлявої частки (іншими словами, дзиґи, *spherical top, spinning top*) в пласкому просторі-часі Мінковського [4]:

$$\begin{cases} \dot{\mathfrak{P}} = \mathfrak{o} \\ \dot{\mathfrak{S}} = 2\mathfrak{P} \wedge \mathfrak{u} \end{cases} \tag{3}$$

Чотири-вектор $\mathfrak{P}$, чотири-вектор (неунітарної, взагалі кажучи) швидкості $\mathfrak{u}$ і скісний тензор другого ранґу $\mathfrak{S}$ ще не утворюють повної системи змінних, якби хтось бажав надати системі рівнянь (3) гамільтонівського вигляду. З іншого боку, система рівнянь (3) є недовизначеною, і вимагає в’язей. *Hanson* і *Regge* розглянули в роботі [3] в’язь $\mathfrak{P}_{\mathfrak{p}}\mathfrak{S}^{\mathfrak{pq}} = \mathfrak{o}$, яку часом називають в’яззю *Tulczyjew*[a]. У нашому ж дописі ось тут ми розглянемо альтернативну в’язь (*Pirani*):

$$\mathfrak{u}_{\mathfrak{p}}\mathfrak{S}^{\mathfrak{pq}} . \tag{4}$$

В’язь оця дає можливість упровадити замість тензора $\mathfrak{S}$ чотири-вектор „спіну“ таким означенням:

$$\mathfrak{s}_{\mathfrak{p}} = \frac{1}{2\|\mathfrak{u}\|}\varepsilon_{\mathfrak{mnqp}}\mathfrak{u}_{\mathfrak{m}}\mathfrak{S}^{\mathfrak{nq}}.$$

Можна показати, що система рівнянь (3) посідає першого інтеґрала $\mu = \frac{\mathfrak{P}\cdot\mathfrak{u}}{\|\mathfrak{u}\|}$, як і те, що чотири-вектор $\mathfrak{s}$ залишається зовсім незмінним (по усіх чотирьох напрямах) при еволюції згідно з системою рівнянь (3). Так що насправді систему (3) з додатковою умовою (4) у нових змінних можна переписати ось як:

$$\begin{cases} \mathfrak{P} = \dfrac{*\,\dot{\mathfrak{u}}\wedge\mathfrak{u}\wedge\mathfrak{s}}{\|\mathfrak{u}\|^3} + \mu\,\dfrac{\mathfrak{u}}{\|\mathfrak{u}\|} \\ \dot{\mathfrak{P}} = 0 \\ \mathfrak{s}\cdot\mathfrak{u} = 0 \end{cases} \tag{5}$$

Система рівнянь (5) ніяк не фіксує способу параметризації світової лінії частки, що рухається, тому ми можемо вибрати для себе навіть і параметризацію часом, розділивши при цьому простір-час за взірцем „$1+3$“:

$$\mathfrak{u} = (1,\mathbf{v}),\ \mathfrak{P} = (P_0,\mathbf{P}),\ \mathfrak{s} = (s_0,\mathbf{s}),$$

після чого еволюція в часі механічної системи, що розглядається, визначиться такими рівняннями:

$$\begin{cases} \mathbf{P} = \mu\dfrac{\mathbf{v}}{\sqrt{1+\mathbf{v}^2}} + \dfrac{\mathbf{v}'\times(\mathbf{s}-s_0\mathbf{v})}{(1+\mathbf{v}^2)^{3/2}} \\ \dfrac{d}{dt}\mathbf{P} = \mathbf{0} \\ s_0 + \mathbf{s}\cdot\mathbf{v} = 0 \end{cases} \tag{6}$$

Вище під квадратом три-вектора у релятивіській теорії розуміємо вираз

$$\mathbf{v}^2 = \mathbf{v}\cdot\mathbf{v} = v_\lambda v^\lambda = -\sum\nolimits_{\lambda=1}^{3} v_\lambda v_\lambda\,.$$

Чи задає перше з рівнянь системи (6) бажане для нас перетворення Лежандра? Ні. Але нам під силу здогадатись, як має виглядати пошукуване лежандрівське перетворення, аби ним задані імпульси $\mathbf{p}$ та $\mathbf{p}'$ описували ту ж динамічну систему, що й (6). Ось воно:

$$\mathbf{p} = \frac{\mathbf{v}'\times(\mathbf{s}-s_0\mathbf{v})}{[(\mathbf{s}-s_0\mathbf{v})^2 + (\mathbf{s}\times\mathbf{v})^2]^{3/2}} + \frac{M}{(s_0{}^2+\mathbf{s}^2)^{3/2}}\frac{\mathbf{v}}{(1+\mathbf{v}^2)^{1/2}} \tag{7}$$

Задля того, щоб записати формулу, яка-б виражала імпульс $\mathbf{p}'$, вдамося до проміжних позначок: вектори бази позначимо $\mathbf{e}_{(\kappa)}$, а також означимо допоміжні вектори $\mathbf{k}_{(\kappa)}$, $\mathbf{z}_{(\kappa)}$, та стовпця $\boldsymbol{\zeta} = (\zeta_\kappa)$,

$$\mathbf{k}_{(\kappa)} = \mathbf{s} - s_\kappa\mathbf{e}_{(\kappa)}$$

$$\mathbf{z}_{(\kappa)} = (\mathbf{s}-s_0\mathbf{v}) - (\mathbf{s}-s_0\mathbf{v})_\kappa\mathbf{e}_{(\kappa)}$$

$$\zeta_\kappa = \frac{1}{s_0}\frac{(s_0+\mathbf{s}\cdot\mathbf{v})\,s_\kappa - (s_0{}^2+\mathbf{s}^2)\,v_\kappa}{(\mathbf{s}-s_0\mathbf{v})^2 - (s_\kappa - s_0 v_\kappa)^2 + (\mathbf{s}\times\mathbf{v})^2}$$

В цих позначках формула для імпульсу $\mathbf{p}'$ виглядає так:

$$\mathbf{p}' = \frac{\boldsymbol{\zeta}\times(\mathbf{s} - s_0\mathbf{v})}{3(s_0{}^2+\mathbf{s}^2)[(\mathbf{s} - s_0\mathbf{v})^2+(\mathbf{s}\times\mathbf{v})^2]^{1/2}}\,. \tag{8}$$

Згідно з вищезапровадженим означенням в'язі можемо легко переконатися, що система (2) з імпульсами (7,8) містить ось яку бросткову в'язь:

$$\frac{M}{s_0{}^2-\mathbf{s}^2}\left[\frac{\mathbf{s}\cdot\mathbf{v}'}{\sqrt{1+\mathbf{v}^2}}-\frac{\mathbf{v}\cdot\mathbf{v}'}{(1+\mathbf{v}^2)^{3/2}}(s_0+\mathbf{s}\cdot\mathbf{v})\right]=0 \tag{9}$$

Вираз у квадратних дужках є повною похідною, тому система наділена інтеґралом руху

$$\frac{s_0+\mathbf{s}\cdot\mathbf{v}}{\sqrt{1+\mathbf{v}^2}}\,. \tag{10}$$

Для встановлення відповідности між буцім-гамільтонівською системою (2), заданою перетворенням Лежандра (7,8), та фізичною динамічною системою (6), досить порівняти вирази, якими задаються змінні $\mathbf{p}$ та $\mathbf{P}$. Для цього слід використати алґебричну тотожність

$$\frac{(\mathbf{s} - s_0\mathbf{v})^2+(\mathbf{s}\times\mathbf{v})^2}{(s_0{}^2+\mathbf{s}^2)(1+\mathbf{v}^2)}=1-\frac{(s_0+\mathbf{s}\cdot\mathbf{v})^2}{(s_0{}^2+\mathbf{s}^2)(1+\mathbf{v}^2)}\,. \tag{11}$$

Величина виразу (11) є сталою завдяки інтеґралові (10), тому, домножуючи вираз (7) на інтеґрал руху (11) і порівнюючи з виразом $\mathbf{P}$ у (6), доходимо висновку, що мусить існувати ось яка залежність між масою частки та її „спіном“ $\mathfrak{s}$:

$$\mu = M\left[1-\frac{(s_0+\mathbf{s}\cdot\mathbf{v})^2}{(s_0{}^2+\mathbf{s}^2)(1+\mathbf{v}^2)}\right]^{3/2}.$$

Встановлення форми лежандрівських перетворень (7,8) рівносильне виконанню т. зв. „зворотного завдання“ у варіяційному численні, тобто віднайденню рівносильної „варіяційної“ форми для рівняння з похідними третього порядку

$$\frac{d}{dt}\mathbf{P}=\mathbf{0}$$

і здогадуванню про форму ляґранжіяна для так знайденого рівносильного рівняння.

Вдалося віднайти аж чотири потрібні функції Ляґранжа, котрі можна виразити лиш залежно від запровадженої бази $\mathbf{e}_{(\kappa)}$:

$$L_{(\kappa)} = -\frac{s_0}{s_0{}^2+\mathbf{s}^2}\,\frac{(s_0{}^2+\mathbf{k}_{(\kappa)}{}^2)(s_\kappa - s_0 v_\kappa) - s_\kappa\ (\mathbf{k}_{(\kappa)}\cdot\mathbf{z}_{(\kappa)})}{(s_0{}^2+\mathbf{k}_{(\kappa)}{}^2)\,\mathbf{z}_{(\kappa)}{}^2-(\mathbf{k}_{(\kappa)}\cdot\mathbf{z}_{(\kappa)})^2}\,\frac{[\mathbf{v}',(\mathbf{s} - s_0\mathbf{v}),\mathbf{e}_{(\kappa)}]}{(\mathbf{s}-s_0\mathbf{v})^2+(\mathbf{s}\times\mathbf{v})^2}+\frac{M}{(s_0{}^2+\mathbf{s}^2)^{3/2}}\sqrt{1+\mathbf{v}^2}$$

Вкажемо на характерні ціхи буцім-гамільтонівської системи, що зроджена ляґранжівською системою рівнянь з похідними третього порядку, а на які ми уже встигли наштовхнутися у розглянутому вище прикладі з релятивіської механіки пробної частки:

1. Функція Гамільтона не містить імпульсів $\mathbf{p}'$,

$$H = \mathbf{p}.\mathbf{v} - L_0 = -\frac{[\mathbf{v}',\mathbf{v},\mathbf{s}]}{[(\mathbf{s} - s_0\mathbf{v})^2+(\mathbf{s}\times\mathbf{v})^2]^{3/2}}-\frac{M}{(s_0{}^2+\mathbf{s}^2)^{3/2}\sqrt{1+\mathbf{v}^2}}\,.$$

2. Гесіян функції Ляґранжа щодо похідних другого порядку вироджений, властиво,

$$\frac{\partial^2 L}{\partial v'_\kappa \partial v'_\lambda} = 0.$$

3. Відповідна буцім-гамільтонівська система містить первинні бростокові в'язі.
4. З фізичної точки зору, в'язі зумовлені ненульовою масою частки – M.
5. Функції Ляґранжа не є означені на усьому просторі, і вони не є означені „нутрішнім“, координатно-незалежним способом; відповідно в перетворенні Лежандра формула (8) не має координатно-незалежного вигляду.
6. Зате імпульс (7) є добре означеним, а з ним – і функція Гамільтона.

Додаток: запис мовою *MapleV release 4.00a* з використанням пакета *Var* коду для перевірки формули (7). З цього додатка зацікавлені особи можуть легко вгледіти і сам вираз Ойлєра-Пуасона.

```
> restart:read`var.m`:
> with(Var):with(linalg,vector,crossprod,dotprod,grad):
   The Direct and the Inverse Problem of the Calculus of
Variations (Michal.Marvan@decsu.fpf.slu.cz)
Version 1.1 (April 1994) for Maple ver. 5.2.0
> t:=`t`:x:=`x`:y:=`y`:u:=`u`:
> coordinates(t):fields(x1,x2,x3):
> v:=vector(3):w:=vector(3):r:=vector(3):
> x:=vector(3,[x1,x2,x3]):for i to 3 do
> v[i]:=x[i][t]:w[i]:=x[i][t,t]:r[i]:=x[i][t,t,t]:od:
> alias(dp=dotprod):alias(xp=crossprod):
> N:=a->dp(a,a)^(1/2):
> D1:=proc(L)grad(L,v)end:
> D2:=proc(L)grad(L,w)end:
> TD:=proc(a)map(Tdiff,a,t):end:
> P:=proc(L)map(normal,evalm(D1(L)-TD(D2(L))))end:
> s:=vector(3):
> Z:=s-s0*v:
> e1:=vector(3,[1,0,0]):e2:=vector(3,[0,1,0]):
> e3:=vector(3,[0,0,1]):e:=array([e1,e2,e3]):
> p:=xp(w,Z)/(N(Z)^2+N(xp(s,v))^2)^(3/2):
> E:=proc(a)map(normal,evalm(TD(evalm(a))))end:
> Eq:=
> xp(r,Z)/((1+N(v)^2)*(s0^2+N(s)^2)-(s0+dp(s,v))^2)^(3/2)
> -3*(((s0^2+N(s)^2)*dp(w,v)-(s0+dp(s,v))*dp(s,w))/
> ((1+N(v)^2)*(s0^2+N(s)^2)-(s0+dp(s,v))^2)^(5/2))*xp(w,Z):
> p0:=M*v/((s0^2+N(s)^2)^(3/2)*(1+N(v)^2)^(1/2)):
> Eq0:=
> M/(((s0^2+N(s)^2)^(3/2))*(1+N(v)^2)^(3/2))*((1+N(v)^2)*w
> -dp(w,v)*v):
> map(normal,evalm(E(p+p0)-(Eq+Eq0)));
                                        [0, 0, 0]
```

```
> mix:=proc(a,b,c)normal(dotprod(a,crossprod(b,c)))end:
> k:=array(1..3):
> for i to 3 do k[i]:=s-dp(s,e[i])*e[i]:evalm(k[i]):od:
> z:=array(1..3):for i to 3 do
> z[i]:=Z-dp(Z,e[i])*e[i]:evalm(z[i]): od:
> for i to 3 do
> L[i]:=(N(Z)^2+N(xp(s,v))^2)^(-1/2)
> *(s0/(s0^2+N(s)^2))
> *(((s0^2+N(k[i])^2)*evalm(Z)[i]-s[i]*dp(k[i],z[i]))
> /((s0^2+N(k[i])^2)*N(z[i])^2-(dp(k[i],z[i]))^2))
> *(mix(e[i],w,Z))
> od:
> L0:=M*(1+N(v)^2)^(1/2)/(s0^2+N(s)^2)^(3/2):
> for i to 3 do map(normal,evalm(P(-L[i]+L0)-(p+p0))):od;
                                          [0, 0, 0]
                                          [0, 0, 0]
                                          [0, 0, 0]
```

1. Krupková O. The geometry of ordinary variational equations. Lecture Notes in Mathematics, vol 1678. Berlin, 1997. 2. Мацюк Р. Лагранжев анализ инвариантных уравнений движения третьего порядка в релятивистской механике классических частиц // Докл. АН СССР. 1985. 285, № 2. С. 327–330. 3. Hanson A.J., Regge T. The relativistic spherical top // Ann. Phys. 1974. 84, № 2. P. 498–566. 4. Dixon W.G. Dynamics of extended bodies in general relativity I. Momentum and angular momentum // Proc. Royal Soc. London, Ser. A. 1970. 314. P.499–527.

УДК 517.956.4

Мединський І.П.
НУ "Львівська політехніка", кафедра прикладної математики

ПРО ЛОКАЛЬНУ РОЗВ'ЯЗНІСТЬ ЗАДАЧІ КОШІ ДЛЯ КВАЗІЛІНІЙНОЇ ПАРАБОЛІЧНОЇ СИСТЕМИ ЗІ СЛАБКИМ ВИРОДЖЕННЯМ НА ПОЧАТКОВІЙ ГІПЕРПЛОЩИНІ

The local solvability Cauchy problem for the quasilinear parabolic system with weak degenerations on the initial hyperplane is established.

Установлено локальну розв'язність задачі Коші для квазілінійної параболічної системи зі слабким виродженням на початковій гіперплощині.

1. Нехай n, b, N – задані натуральні числа; T – задане додатне число; $\alpha, \beta : [0,T] \to [0,\infty)$ – неперервні функції такі, що $\alpha(0)\beta(0) = 0$, $\alpha(t) > 0$ і $\beta(t) > 0$ для $t > 0$,