ԳԻՇԵՐԸ ԿՈՒ ԳԱՅ

Գիշերը կու գայ հոգւոյս մէջ խաւար,
Ծանր ու դանդաղ մատնիրն աչքերուս.
Դեղին հայեացքով վըհուկն անբարբառ.
Գիշերը կու գայ, գիշերն իմ հոգւոյս։

Փողոցնիրու մէջ լոյսերը տըժգոյն
Սեւ օդ կը շընչեն մահուան պէս քրտնած.
Ո՞վ է կը փախչի շան պէս մոլորուն
Պատերու տակէն ըստուերահալած։

Հէքեաթի աշխարհ եօթնագըլուխ դեւ,
Լեռնիրն են կըքած մութի ծանրութեան.
Կը քալէ դէմքիս հովը սեւաթեւ,
Մարելով կանթեղն աչքերուս վըրայ։

Թուերու կանչի սարսուռովը հարբած,
Խարխափուն կ'անցնիմ մահուան ուղիէն.
Ծունկերս իմ կըթոտ, խիճերն արիւնած,
Լոյսի տարփանքով մաշած իմ արդէն։

Հ. Վ. ՅՈՎՀԱՆՆԷՍԵԱՆ

ՆՈՐ ԿԱՐԵԼԻՈՒԹԻՒՆ՝ ԶԳՈՂԱԿԱՆՈՒԹԵԱՆ ԵՒ ԵԼԵԿՏՐԱԿԱՆՈՒԹԵԱՆ ԿԵԴՐՈՆԱԿԱՆ ԱՆԴԱՏԵՍՈՒԹԵԱՆ ՄԸ ՀԱՄԱՐ[1]

Neue möglichkeit für eine Einheitliche Feldtheorie von Gravitation und Elektrizität

Քանի մը օր առաջ ցոյց տուի կարճ ճառով մը՝ այս ծանօթութիւններուն մէջ՝ թէ ինչպէս n–ոտքի դաշտի մը գործածութիւնով երկրաչափական տեսութիւն մը կարելի է հիմնել, որ կը յենու Riemannի չափագիտութեան և հեռազուգահեռականութեան հիմնական գաղափարին վրայ։ Նախ բաց ձգեցի սա հարցը, թէ արդեօք այդ տեսութիւնը կրնա՞ր ծառայել ֆիզիքական աղիրններու նկարագրութեան։ Անկէ ի վեր գտայ, որ այդ տեսութիւնը — գոնէ առաջին մօտաւորութեան մէջ — ձգողականութեան և ելեկտրամագնիսական անդաօրէնքները (Feldgesetze) բոլորովին պարզօրէն և բնականօրէն կու տայ։ Ասոր համար մտածելի է որ այդ տեսութիւնը ընդհանուր յարաբերականութեան տեսութեան նախնական ձեւը պիտի նուաճէ։

Հեռազուգահեռականութեան ներածումը միասին կը բերէ սա, թէ ըստ այդ տեսութեան ուղիղ գիծի պէս բան մը կայ, այսինքն գիծ մը, որուն տարրերը ամէնքն ալ իրարու հետ զուգահեռական են. այսպիսի գիծ մը բնականաբար գետնաչափականին (geodätisch) հետ ո՛չ մէկ ատեն նոյնանման չէ։ Նաեւ կայ, հակադարձաբար մինչեւ հիմակուան ընդհանուր յարաբերականութեան տեսութեան, բացատրութիւնը երկու ամբողջականութիւններու կէտերու (Massenpunkte) յարաբերական հանգիստի (relative Ruhe) [զուգահեռականութիւն երկու գծատարրերու (Linienelemente), որոնք երկու տարբեր աշխարհագծերու (Weltlinien) կը պատկանին]։

Որպէս զի ընդհանուր տեսութիւնը գործածուած ձեւին մէջ անմիջապէս գործածելի ըլլայ անդատեսութեան վրայ, պէտք է միայն հետեւեալը որոշել.

1. Տարածութեան թիւը 4 է (n 4)։
2. Չզագիծի մը (Vektor) չորրորդ տեղական բաղկացուցիչը (Localcomponente) A_a (a — 4) զուտ երեւակայական է, նոյնը նաեւ հետեւաբար

1. Բազմավէպի Յունիսի մէջ հրատարակուածը կու գայ այս ուսումնասիրութենէն յետոյ։ Ց. — Գ.

չորս–ոտքի չորրորդ ոտքի բաղկացուցիչները, ուրեմն՝ h^{ν}_{4} և $h_{\nu 4}$ մեծութիւնները[1]։ $g_{\mu\nu}$ $(=h_{\mu a}h_{\nu a})$ գործակիցները (Koeffizienten) պիտի ըլլան այն ատեն բնականաբար իրական։ Ժամանականման ձգագծի մը գումարին քառակուսին կ'ընտրենք ուրեմն ժխտական։

§ 1. ՀԻՄ ԲՈՆՈՒԱԾ ԱՆԴՕՐԷՆՔԸ (FELDGESETZ)

Մասի մը սահմանափակումէն կորսուող $h_{\mu a}$ (*կամ* h^{μ}_{α}) *անդակարողութիւններու* (Feldpotentiale) *փոփոխութեան համար թող կորսուի* Hamilton*ի ամբողջական հաշիւի* (Hamilton-Integral) *փոփոխութիւնը.*

$$\delta\left\{\int \mathfrak{H} d\tau\right\} = 0 \cdot \cdots \qquad (1)$$

$$\mathfrak{H} = hg^{\mu\nu}, \Lambda^{\ \alpha}_{\mu\beta}, \Lambda^{\ \beta}_{\mu\alpha}, \ldots \qquad (1a)$$

ուր $h\ (=|h_{\mu a}|)$, $g^{\mu\nu}$, $\Lambda^{\alpha}_{\mu\nu}$ *մեծութիւնները յետոյ յիշուելիք* (9), (10) *հաւասարութիւններով թող սահմանուին։*

h*–դաշտը թող նոյնաժամանակ ելեկտրական ձգողութեան դաշտը նկարագրէ։ «Զուտ ձգողականութեան դաշտ» մը այն ատեն մէջտեղ կ'ելլէ, երբ* (1)*ի հաւասարութեան լրումէն զատ նաեւ*

$$\Phi_{\mu} = \Lambda^{\ \alpha}_{\mu\alpha} \ldots \qquad (2)$$

մեծութիւնները անհետանան, ինչ որ համափոփոխական եւ շրջանափոփոխական չափաւորութիւն կը նշանակէ[2]*։*

§ 2. ԱՆԴՕՐԷՆՔՆ ԱՌԱՋԻՆ ՄՕՏԱՒՈՐՈՒԹԵԱՆ ՄԷՋ

Երբ զանազանութիւնը, մասնաւոր յարաբերականութեան տեսութեան Minkowski*ի աշխարհն է, այն ատեն համակարգութեան դրութիւնը* (Koordinatsystem) *կարելի է այնպէս ընտրել, որ* $h_{11}=h_{22}=h_{33}=1$, $h_{44}=j\ (=\sqrt{-1})$, *և միւս* $h_{\mu a}$*երը կորսուին։ Այս արժէքի դրութիւնը* $h_{\mu a}$*երու, քիչ մը հաշիւի համար անհեշտ է։ Այդ պատճառով կը նախընտրենք այս §ի հաշիւներուն* x_4*–համակարգեալները զուտ երեւակայական ընտրել. այն ատեն ահա* Minkowski*ի աշխարհը (որ և է դաշտի մը կորսուիլը՝ յարմար համակարգեալներու ընտրութեան ատեն) կարելի է*

$$h_{\mu a} = \delta_{\mu a} \ldots \qquad (3)$$

նկարագրել։ Շատ աւելի տկար դաշտերու պարագան կարելի է յարմարօրէն

$$h_{\mu a} = \delta_{\mu a} + k_{\mu a} \ldots \qquad (4)$$

---

1. *Ասոր տեղ կարելի պիտի ըլլայ նաեւ տեղային բաղկացուցիչ* $A_1^2+A_2^2+A_3^2-A_4$*ի գումարին քառակուսին սահմանել և տեղական* n*–ոտքի պարձուածքներուն տեղ* Lorentz*ի շրջումները* (Lorentz-Transformationen) *մէջբերել։ Այն ատեն* h*–երը ամէնքն ալ իրական պիտի ըլլային, բայց ընդհանուր տեսութեան սահմանումին համար պիտի կորսուէր անմիջական կապը։*

2. *Հոս դեռ տեսակ մը բացատրութեան անորոշութիւն կը տիրէ, քանի որ զուտ ձգողականութեան դաշտը կարելի է* $\frac{\partial\Phi_{\mu}}{\partial x_{\nu}}-\frac{\partial\Phi_{\nu}}{\partial x_{\mu}}$*ի կորսուելով ալ յայտնաբերել։*

բացատրելի, ուր $k_{\mu\alpha}$*ները փոքր մեծութիւններ են՝ առաջին տեսակէ. Երրորդ և աւելի բարձր տեսակի մեծութիւնները անտես առնումի ատեն ունինք* (1a), *յետոյ յիշուելիք* (10)*ի և* (7a)*ի նկատառումով, փոխարինելու համար՝*

$$\mathfrak{H}=\frac{1}{4}\left(\frac{\vartheta k_{\mu\alpha}}{\vartheta x_{\beta}}-\frac{\vartheta k_{\beta\alpha}}{\vartheta x_{\mu}}\right)\left(\frac{\vartheta k_{\mu\beta}}{\vartheta x_{\alpha}}-\frac{\vartheta k_{\alpha\beta}}{\vartheta x_{\mu}}\right)\cdots \qquad (1b)$$

փոփոխութեան գործադրութիւնով կը ստանանք առաջին մօտաւորութեան մէջ ի զօրու եղող անդահաւասարութիւնները՝

$$\frac{\vartheta^2 k_{\beta\alpha}}{\vartheta x_{\mu}^2}-\frac{\vartheta^2 k_{\mu\alpha}}{\vartheta x_{\mu}\vartheta x_{\beta}}+\frac{\vartheta^2 k_{\alpha\mu}}{\vartheta x_{\mu}\vartheta x_{\beta}}-\frac{\vartheta^2 k_{\beta\mu}}{\vartheta x_{\mu}\vartheta x_{\alpha}}=0\cdots \qquad (5)$$

Ասոնք 16 *հաւասարութիւններ*[1] *են՝* $k_{\alpha\beta}$*ի* 16 *մեծութիւններուն համար։ Պէտք ենք արդ քննել, թէ արդեօք այս հաւասարութեան ըլլութիւնը ձգողութեան և ելեկտրամագնիսական դաշտի ծանօթ օրէնքները կը պարունակէ։ Այդ նպատակին համար,* (5)*ի մէջ* $k_{\alpha\beta}$*ի տեղ* $g_{\alpha\beta}$ *և* Φ_{α} *պէտք է դնենք այն ատեն՝*

$$g_{\alpha\beta}=h_{\alpha a}h_{\beta a}=(\delta_{\alpha a}+k_{\alpha a})\,(\delta_{\beta a}+k_{\beta a})$$

կամ, առաջին տեսակի իբր մեծութիւն՝ ճիշդ՝

$$g_{\alpha\beta}-\delta_{\alpha\beta}=\overline{g_{\alpha\beta}}-k_{\alpha\beta}+k_{\beta\alpha}\,.\cdots \qquad (6)$$

(2)*էն կը ստացուի յետոյ առաջին տեսակին մեծութիւնները՝ ճիշդ՝*

$$2\Phi_{\alpha}=\frac{\vartheta k_{\alpha\mu}}{\vartheta x_{\mu}}-\frac{\vartheta k_{\mu\mu}}{\vartheta x_{\alpha}}\,.\cdots \qquad (2a)$$

(5)*ի մէջ* α*ի և* β*ի փոխանակումով և այսպէս ստացուող բաժանումին գումարով* (5)*ի վրայ, կը ստացուի նախ և առաջ*

$$\frac{\vartheta^2\overline{g_{\alpha\beta}}}{\vartheta x_{\mu}^2}-\frac{\vartheta^2 k_{\mu\alpha}}{\vartheta x_{\mu}\vartheta x_{\beta}}-\frac{\vartheta^2 k_{\mu\beta}}{\vartheta x_{\mu}\vartheta x_{\alpha}}=0\,\cdot$$

Երբ այս հաւասարութեան վրայ գումարենք (2a)*էն յառաջ եկող հաւասարութիւնները՝*

$$-\frac{\vartheta^2 k_{\alpha\mu}}{\vartheta x_{\mu}\vartheta x_{\beta}}+\frac{\vartheta^2 k_{\mu\mu}}{\vartheta x_{\alpha}\vartheta x_{\beta}}=-2\,\frac{\vartheta\Phi_{\alpha}}{\vartheta x_{\beta}}$$

$$-\frac{\vartheta^2 k_{\beta\mu}}{\vartheta x_{\mu}\vartheta x_{\alpha}}+\frac{\vartheta^2 k_{\mu\mu}}{\vartheta x_{\alpha}\vartheta x_{\beta}}-\!-2\,\frac{\vartheta\Phi_{\beta}}{\vartheta x_{\alpha}}$$

այն ատեն կը ստանանք, (6)*ը նկատի առնելով,*

$$\frac{1}{2}\left(-\frac{\vartheta^2\overline{g_{\alpha\beta}}}{\vartheta x_{\mu}^2}+\frac{\vartheta^2\overline{g_{\mu\alpha}}}{\vartheta x_{\mu}\vartheta x_{\beta}}+\frac{\vartheta^2\overline{g_{\mu\beta}}}{\vartheta x_{\mu}\vartheta x_{\alpha}}-\frac{\vartheta^2\overline{g_{\mu\mu}}}{\vartheta x_{\alpha}\vartheta x_{\beta}}\right)=\frac{\vartheta\Phi_{\alpha}}{\vartheta x_{\beta}}+\frac{\vartheta\Phi_{\beta}}{\vartheta x_{\alpha}}\cdots \qquad (7)$$

Ելեկտրամագնիսական դաշտի մը պակսելու պարագան թող նկարագրուի Φ_{μ}*ի կոր-*

---

1. *Անդահաւասարութիւններու միջեւ գոյութիւն ունին բնականաբար, ընդհանուր համափոփոխականութեան պատճառով, չորս նոյնութիւններ։ Այստեղ նկատի առնուող առաջին մօտաւորութեան մէջ կը բացատրուի այդ այնպէս, որ ըստ* α *ցուցիչի առնուած խոտորումը՝* (5)*ի ձախ եզերքի, նոյնութեամբ կը կորսուի։*

առնելով։ Այդ պարագային մէջ կը համապատասխանէ (7)ը՝ ընդհանուր յարաբերականութեան տեսութեան մինչեւ հիմա տրուած հաւասարութեան՝

$$R_{\alpha\beta} = 0\text{ի՝}$$

առաջին օրէնքի մեծութիւններուն ($R_{\alpha\beta}$ = մէկ անգամ պակսեցուցուած *Riemann*ի ձգտիչ)։ Այսպէս ապացուցուած է, որ մեր նոր տեսութիւնը ճշգրտօրէն յառաջ կը բերէ զուտ ձգողութեան դաշտի օրէնքը՝ առաջին մօտաւորութեան մէջ։

(2a)ի x_α փոխումով կը ստացուի, նկատի առնելով αի և βի պակսեցումը, (5)էն յառաջ եկող հաւասարութիւնը՝

$$\frac{\vartheta\Phi_\alpha}{\vartheta x_\alpha} = 0 \;. \cdots \qquad (8)$$

նկատի առնելով, որ (7)ի $L_{\alpha\beta}$ ձախ կողմը

$$\frac{\vartheta}{\vartheta x_\beta} L_{\alpha\beta} - \frac{1}{2}\delta_{\alpha\beta} L_{\sigma\sigma}) = 0$$

հաւասարութիւնը կը պարունակէ, կը հետեւի (7)էն

$$\frac{\vartheta^2\Phi_\alpha}{\vartheta x_\beta^2} + \frac{\vartheta^2\Phi_\beta}{\vartheta x_\alpha \vartheta x_\beta} - \frac{\vartheta}{\vartheta x_\alpha}\left(\frac{\vartheta\Phi_\sigma}{\vartheta x_\sigma}\right) = 0$$

կամ

$$\frac{\vartheta^2\Phi_\alpha}{\vartheta x_\beta^2} = 0 \cdots\cdot \qquad (9)$$

(8) և (9) հաւասարութիւնները միասին գիտենք, որ համազօր են *Maxwell*եան հաւասարութիւններուն՝ պարապ անջրպետին մասին։ Նոր տեսութիւնը կը բերէ ուրեմն առաջին մօտաւորութեան մէջ նաեւ *Maxwell*եան հաւասարութիւնները,

Ձգողականութեան դաշտի և ելեկտրամագնիսական դաշտի անջատումը կը թուի սակայն այս տեսութենէն ետք արուեստական։ Նաեւ պարզ է, որ (5)ի հաւասարութիւնները աւելի շատ բան կ'ըսեն, քան թէ (7), (8) և (9) հաւասարութիւնները ի միասին։ Յիշատակելի է նաեւ, որ ըստ այս տեսութեան, ելեկտրական դաշտը քառակուսիօրէն չ'երթար անդրահաւասարութիւններուն մէջ։

Ծանօթութիւն սրբագրութեան. — Ճիշդ նման արդիւնք կը ստանանք, երբ *Hamilton*ի վարկածէն՝

$$\mathfrak{H} = h g^{\mu\nu} g^{\alpha\sigma} g^{\beta\tau} \Lambda^{\mu}_{\alpha\beta} \Lambda^{\nu}_{\sigma\tau}$$

մեկնինք։ Ուրեմն $\mathfrak{H}$ի ընտրութեան մասին հիմակուհիմա տեսակ մը անորոշութիւն կը տիրէ։

Բնգր. Թրգմ.
Հեղինակին մասնաւոր թոյլտուութեամբ
ՅԱԿՈԲ–ԳՐԻԳՈՐ

ԱԼԲԵՐԹ ԱՅՆՇՏԱՅՆ