

## ԿԵԴՐՈՆԱԿԱՆ ԱՆԴԱՏԵՍՈՒԹԵԱՆ ՄԱՍԻՆ

## (Zur einheitlichen Feldtheorie)

Վերջերս հրատարակուած երկու ճառերով՝ մէջ փորձեցի ցուցնել, թէ կարելի է ձգողականութեան և ելեկտրականութեան կեդրոնական տեսութեան հասնիլ այնպէս, որ քառատարածուն յաջորդականութեան (vierdimensionales Kontinuum), *Riemann-Metrik* նաեւ «հեռագրականութեան» («Fernparallelismus») որպէս յատկութիւն կը վերագրենք: Իրականութեան մէջ ալ յաջողուեցաւ, ձգողականութեան և ելեկտրոմագնիսական դաշտի միջեւ ընդհանուր բացատրութիւն մը զըտնուիլ: Միւս փողմէ *Hamilton* սկզբունքէն յառաջ եկած անդաճաւասարութեան ստուգաբանութիւնը չէր առաջնորդեր որ և է պարզ և բոլորովին մեկին ճամբի մը: Այս զոտաբութիւնները կը թանձրանային մանրագնին կշռադատումի մը ատեն: Եւ յաջորդեցաւ սակայն ատէէ ի վեր, անդաճաւասար-

ութիւններու ստուգաբանութեան մասին զոչացուցիչ ճամբայ մը գտնել, զոր ստորեւ կը հաղորդեմ:

## § 1. ՁԵՒԱԿԱՆ ՊԱՏՐԱՍՏՈՒԹԻՒՆՆԵՐ

Կը գործածեմ բացատրութիւնները, զորս վերջերս Պ. *Weitzenböck* իր աշխատութեան մէջ այս նիւթի մասին՝ առաջարկեց: Վերադիպացուցիչը  $S$ -երորդ ոտքի  $n$ -ոտքին, պիտի նշանակուի ուրեմն  $s^h$  ով,  $s^h$  ով ալ՝ պատկանեալ յօրինաւորեալ ցածի ուրոշիչները: Տեղական  $n$ -ոտքերը ամէնքն ալ «զուգահեռական» դրուած են: Ձուգահեռական և նման ձգագիծեր (Vektor) անոնք են, որոնք — ըստ իրենց տեղական  $n$ -ոտքի — նոյն համակարգեալները (Koordinaten) ունին: Զգագիծի մը զուգահեռական շեղումը (Parallelverschiebung) կը տրուի

$$\delta A^\mu = - \Delta_{\alpha\beta}^\mu A^\alpha \delta x^\beta \quad - \quad sh^\mu s^h_{\alpha} \beta A^\alpha \delta x^\beta$$

ձեւով, ուր  $s^h_{\alpha}$  ի մէջ ստորակէտը ցոյց պէտք է տայ, որ  $x^\beta$  էն ետք սովորական իմաստով պէտք է պակսեցնել: ( $\alpha$  և  $\beta$  ի մէջ համեմատական շեղող)  $\Delta_{\alpha\beta}^\mu$  է կազմուած «*Riemann*եան շեղագծի ձգտիչ»ը («*Riemannscher Krümmungstensor*») կը կորսուի նոյնութեամբ:

Որպէս «համափոփոխական տարրերականութիւն» («*kovariante Differentiation*») կը գործածենք միայն այն, որ  $\Delta$  ի միջոցով կազմուած է: Թող ասիկա նշանակուի, իստական թուաբանագէտ-

ներու սովորութեան համաձայն, կէտ-ստորակէտով մը, ուրեմն՝

$$A_{\mu;\sigma} \equiv A_{\mu,\sigma} - A_{\alpha} \Delta_{\mu\sigma}^{\alpha}$$

$$A^{\mu;\sigma} \equiv A^{\mu,\sigma} + A^{\alpha} \Delta_{\alpha\sigma}^{\mu} :$$

Որովհետեւ  $s^h_{\alpha}$ , ինչպէս նաեւ  $g_{\mu\nu}$  ( $\equiv s^h_{\mu} s^h_{\nu}$ ) և  $g^{\mu\nu}$  կորսուող համափոփոխական ստուգաբանութիւններ ունին, այս մեծութիւնները կրնան, որպէս տարրեր, համափոփոխական տարրերականութեան նշանին հետ ըստ կամ փոխանակուի:

1. Հեղինակին փափաքին վրայ, որպէս զի կարելի ըլլայ ըմբռնել խղիւրդ ամբողջութեամբ, պիտի ջանամ Թուրքիան նաեւ այդ ճառերը, զոնէ երկրորդը՝ անպայման, հեղինակին մասնաւոր թոյլտուութեամբ: Յ.Պ.

2. Նմանապէս արտասանուած ճառ՝ Գիտութիւններու Պրոպագանդական Կենտրոնի ասֆէ: Հրատարակուած՝ XXVI 28:

Մինչև հիմակուան նշանակուած ձևէն կը շեղիմ անով, որ  $\Lambda$  ձգտիչը ( $\frac{1}{2}$  տարբի մէկ կողմ ձգումով)

$$\Lambda_{\mu\nu}^{\alpha} \equiv \Delta_{\mu\nu}^{\alpha} - \Delta_{\nu\mu}^{\alpha}$$

հաւասարութիւնով կը սահմանեմ:

Ընդհանուր տարբերութիւնը՝ բացարձակ տարբերական հաշիւի շատ գործածական ձևերուն դէմ, զոր անհամեմատական շեղումի օրէնքը միասին կը բերէ, կը գտնուի խոտորումի կազմութեան մէջ, թող  $T :^{\sigma}$  ըստ կամ ձգտիչ մը ըլլայ՝ վերի ցուցիչով: Իր համափոփոխական ստուգարանութիւնը կ'ըլլայ, երբ միայն ցուցիչի վերաբերող լրացուցիչ յօղը աւելցնենք,

$$T :^{\sigma}_{\tau} \equiv \frac{\partial T :^{\sigma}}{\partial x_{\tau}} + \dots + T :^{\sigma}_{\alpha\tau} \Delta_{\alpha\tau}^{\sigma}$$

երբ  $h$  որոշիչին հետ բազմապատկենք հաւասարութիւնը, զայն  $\sigma$  եւ  $\tau$  հետ փոքրացնելէ ետք, կը ստանանք ձգտիչի խոտորեան՝  $\mathfrak{T}$  (Tensordichte) յաւելումէն ետք ալ կողմը՝

$$h T :^{\sigma}_{\tau} \equiv \frac{\partial T :^{\sigma}}{\partial x_{\sigma}} + \dots + \mathfrak{T} :^{\sigma}_{\alpha\tau} \Delta_{\alpha\tau}^{\sigma}$$

Այլ կողմի վերջին յօղը կը պակսի, երբ շեղումի օրէնքը համեմատական է: Ան

$$0 \equiv -\Delta_{kl,m}^i + \Delta_{km,l}^i + \Delta_{ol}^i \Delta_{km}^{\sigma} - \Delta_{om}^i \Delta_{kl}^{\sigma} \text{ ուլ,} \quad (2)$$

Այս նոյնութիւնը կը գործածենք, ըստ ստուգարաններու համար զայն, որին  $\Lambda$  ձգտիչը բաւարարութիւն կու տայ: Կազմեցէ՛ք երկու հաւասարութիւնները, որոնք (1)էն  $klm$  ծանուցիչի շրջանաւոր շե-

$$0 \equiv (\Delta_{kl,m}^i + \Delta_{lm,k}^i + \Delta_{mk,l}^i) + (\Delta_{ok}^i \Delta_{lm}^{\sigma} + \Delta_{ol}^i \Delta_{mk}^{\sigma} + \Delta_{om}^i \Delta_{kl}^{\sigma})$$

նոյնութիւնը: Այս հաւասարութիւնը անով կը փոխենք, որ  $\Lambda$ ի սովորական ստուգարանութեան տեղ համափոփոխական ըս-

$$0 \equiv (\Delta_{kl;m}^i + \Delta_{lm;k}^i + \Delta_{mk;l}^i) + (\Delta_{ka}^i \Delta_{lm}^{\alpha} + \Delta_{la}^i \Delta_{mk}^{\alpha} + \Delta_{ma}^i \Delta_{kl}^{\alpha}) \quad (3)$$

նոյնութիւնը:

Ասիկա պայմանն է ուրիշ անոր, որ  $\Lambda$ երը ցոյց տրուած ձևով  $h$ -երով կը նշանակուին,

ձգտիչի խոտորումն իսկ է, հետեւաբար նաեւ միւս յօղերը միասին՝ ալ կողմին վրայ, զորս սովորական նշանակումի ձևէն հետ համախորհուրդ, որպէս խոտորումը ձգտիչի խոտորեան՝  $\mathfrak{T}$  կը նշանակենք և

$$\mathfrak{T} :^{\sigma}_{\sigma}$$

պիտի գրենք: Այն ատեն կը ստանանք

$$h T :^{\sigma}_{\sigma} \equiv \mathfrak{T} :^{\sigma}_{\sigma} + \mathfrak{T} :^{\sigma}_{\alpha\sigma} \Delta_{\alpha\sigma}^{\sigma} : (1)$$

Վերջապէս կ'ուզենք աւելցնել նշանակում մըն ալ, որ - ինչպէս ինձ կը թուի - յստակաստեղծութիւնը կը բարձրացնէ, կ'ուզեմ երբեք ցուցիչի մը վեր կամ վար քաշելը անո՞վ որոշել, որ խնդրի առարկայ ցուցիչը կը ստորագծեն: Ուրեմն օրինակի համար ( $\Delta_{\mu\nu}^{\sigma}$ ) կ'ուզեմ նշանակել ( $\Delta_{\mu\nu}^{\sigma}$ )ի

պատկանող զուտ հակափոփոխական ձգտիչը, ( $\Delta_{\mu\nu}^{\sigma}$ ) ուլ՝ ( $\Delta_{\mu\nu}^{\sigma}$ )ի պատկանող զուտ համափոփոխական ձգտիչը:

## § 2. ՍՈՑԻԱԼԱԿԱՆՈՒԹԻՒՆ

Մէկ ՔԱՆԻ ՆՈՑԻԱԿԱՆՈՒԹԻՒՆՆԵՐՈՒ

«Շեղագիծ»ի կորսուելը կը բացատրուի

դուրեւերու միջոցով յառաջ կու գան և զուամարեցէ՛ք երեք հաւասարութիւնները: Այն ատեն կը ստանանք յարմար ամփոփումով, իսկոյն

ստուգարանութիւնները մէջ կը բերենք: Այն ատեն կը ստացուի, յօղերու յարմար ամփոփումով, առանց յոգնութեան

(3)ի մէկ անգամի փոքրացումով կը կը ստանանք,  $\Lambda_{\mu\alpha}^{\alpha}$ ի տեղ կարճ ըլլալուն Փ<sub>μ</sub> ղնելով, հետեւեալին համար կարելորեալ հղող նոյնութիւնը՝

$$() \equiv \Lambda_{k;l;\alpha}^{\alpha} + \Phi_{l;k} - \Phi_{k;l} - \Phi_{\alpha} \Lambda_{kl}^{\alpha}, (3a)$$

Այսինքն կը փոփոխենք դեռ,  $k$  ի և  $l$  ի հակահամեմատական ձգտիչի խտութիւնը եզոդ

$$\mathfrak{W}_{kl}^{\alpha} = h (\Lambda_{kl}^{\alpha} + \Phi_l^{\alpha} - \Phi_k^{\alpha}) \text{ը} \quad (4)$$

մէջբերելով, (3a) կ'երթայ այն ատեն

$$(\mathfrak{W}_{kl}^{\alpha})_{/\alpha} \equiv 0 \quad (3b)$$

պարզ ձեւին:

Ձգտիչի խտութիւնը  $\mathfrak{W}_{kl}^{\alpha}$  կը կատարէ դեռ երկրորդ նոյնութիւն մըն ալ, որ յաւըրդին համար կարեւոր է: Ահոր ստուգա-

$$\mathfrak{W}_{\tau \dots i}^{\sigma \dots i} = \mathfrak{W}_{\tau \dots i}^{\sigma \dots i} + \mathfrak{W}_{\alpha i}^{\sigma \dots i} \dots - \mathfrak{W}_{\alpha \dots}^{\sigma \dots i} \Delta_{\sigma i}^{\sigma \dots i} \dots \quad (6)$$

ձեւէն, մանաւանդ (2) ի նոյնութեան: (5) ի հաւասարութիւնը սերտ կապակցութիւն ունի համափոփոխական տարբերականութիւններու փոխանակութեան օրէնքին հետ, զոր կարելիութեան պատճառով նմանապէս պիտի մատնանշեմ: Եթէ  $T$  որեւիցէ ձգտիչ մը ըլլայ, որին ծանուցիչը դիւրութեան համար մէկ կողմ կը ձգեմ, այն ատեն

$$T_{;i;k} - T_{;k;i} \equiv -T_{;i} \Lambda_{ik}^{\sigma} \quad (7)$$

կ'ըլլայ:

(5) ի նոյնութիւնը կը գործածենք ձգտիչի խտութեան՝  $\mathfrak{W}_{k \perp}^{\alpha}$  վրայ, որի

վարի ծանուցիչները վեր ճաշուած նկատենք: Այն ատեն կը գտնենք, որպէս միակ ո՛չ-հետեւակ նոյնութիւն՝

$$\mathfrak{W}_{k \perp / \alpha}^{\alpha} - \mathfrak{W}_{k \perp / \alpha}^{\alpha} \equiv -(\mathfrak{W}_{k \perp}^{\alpha} \Lambda_{\alpha}^{\sigma})_{/\alpha},$$

զոր (3b) ի պատճառով կրնանք

$$\mathfrak{W}_{k \perp / \alpha}^{\alpha} - \mathfrak{W}_{k \perp}^{\sigma} \Lambda_{\sigma \alpha}^{\sigma} \equiv 0 \quad (8)$$

ձեւին բերել:

### § 3. ԱՆԻՍՈՒՄԱՐՈՒԹԻՒՆՆԵՐԸ

(Die Feldgleichungen)

(3b) ի նոյնութիւնը գտնելէս ետք, պարզ էր ինձ, որ բնական, սահմանափակուած նկարագրութիւնը զանազանութեան մը ատեն՝ միտք պահուած տեսակէն՝  $\mathfrak{W}_{kl}^{\alpha}$

բանութեան համար կը յենունք խոտորումի կազմութիւններուն հետեւեալ փոխանակական օրէնքին, ըստ կամա եզոդ աստիճանի ձգտիչ խտութեան մօտ.

$$\mathfrak{W}_{/i|k}^{ik} - \mathfrak{W}_{/k|i}^{ik} \equiv -(\mathfrak{W}_{ik}^{\sigma} \Lambda_{\sigma}^{\sigma})_{/\sigma} \quad (5)$$

Սի մօտ կէտերը կը նշանակեն ըստ կամա ծանուցիչներ, որոնք հաւասարութեան բոլոր երեք յօդերուն մէջ նոյնն են, այսինքն անոնք, որոնք չեն ազդուիր խոտորումի կազմութիւններուն ատեն:

(5) ի ապացոյցը կը յենու, բաց ի

ձգտիչի խտութիւնը կարեւոր դեր մը պէտք էր խաղար: Քանի որ այդ խտութեան  $\mathfrak{W}_{kl/\alpha}^{\alpha}$  խոտորումը նոյնութեամբ կը կորսուի, մօտաւորապէս մօտժուցն էր պահանջըրը դնել (անդահաւասարութիւններ), թէ միւս  $\mathfrak{W}_{k \perp / \alpha}^{\alpha}$  խոտորումն ալ պէտք

է կորսուի: Այսպէս կը հասնինք իրականութեան մէջ հաւասարութիւններու, որոնք առաջին մօտաւորութեան մէջ ձգտութեան ծանօթ դատարկադաշտի օրէնքը (Vakuumfeldgesetz) կը բերեն, ինչպէս որ մինչեւ հիմակուան ընդհանուր յարաբերական տեսութենէն (allgemeine Relativitätstheorie) ծանօթ է:

Մինչ այդ, յառաջ չնկաւ ձգագիծի պայման մը  $\Phi_{\alpha}$  ի համար, այնպէս, որ բոլոր  $\Phi_{\alpha}$  երբ կորսուող խոտորումով այդ անդահաւասարութիւններուն հետ համաձայնուած էին: Այսինքն անկէ է, որ առաջին մօտաւորութեան (հասարակ պակտումի փոխանակութեան պատճառով)

$$\mathfrak{W}_{k \perp / \alpha}^{\alpha} \equiv \mathfrak{W}_{k \perp / \alpha}^{\sigma}$$

նոյնութիւնը գոյութիւն ունի, ալ կողմի մեծութիւնը սակայն (3b) ի պատճառով նոյնութեամբ կը կորսուի: Այդպէս կ'իշխանուի որեւիս  $\Phi_{\alpha}$  հաւասարութիւնները՝

$$\mathfrak{W}_{k \perp / \alpha}^{\alpha} = 0 \text{ գրութեան:}$$

Տեսայ սակայն, որ այս թերութեան կարելի է շուտով օգնել,  $\mathfrak{W}_{kl/\alpha}^{\alpha}$  ի կորստելուն տեղ

$$\overline{\mathfrak{W}}_{kl/l}^{\alpha} = 0$$

հաւասարութիւնը պահանջելով, ուր

$$\overline{\mathfrak{W}}_{kl}^{\alpha} \mathfrak{E}, \quad \mathfrak{W}_{kl}^{\alpha} \text{ էն ըստ կամ քիչ մը փոխ-}$$

ուող ձգտիչը եղող

$$\overline{\mathfrak{W}}_{kl}^{\alpha} = \mathfrak{W}_{kl}^{\alpha} - \epsilon h(\Phi_1 \delta_k^{\alpha} - \Phi_k \delta_1^{\alpha}) \quad (9)$$

կը նշանակէ՝, Յետոյ կը ստացուի ահա ճիշդ ու ճիշդ Maxwell-եան հաւասարութիւնները (ամէն ինչ առաջին մօտաւորութեան մէջ), երբ անդահաւասարութեան խտտորումը (ա ցուցիչի համեմատ) կազմուի։ Ասոր մօտ կը ստացուին նաեւ —  $\epsilon = 0$  ի սահմանին երթցուելով — առաջ ինչպէս հիմայ  $\mathfrak{W}_{kl/l}^{\alpha} = 0$  հաւասարութիւն-

ները, որոնք ահա առաջին մօտաւորութեան ճիշդ ձգողական օրէնքը կը յայտնաբերեն։ Ելեկտրականութեան և ձգողութեան անդահաւասարութիւնները ուրեքն առաջին մօտաւորութեան մէջ

$$\mathfrak{W}_{kl/l}^{\alpha} = 0$$

հատուածով ճիշդ կը յայտնաբերուին սա պայմանով, որ  $\epsilon = 0$  ի ձեւին երթցուի։ Այն ատեն միասին կը բերէ գոյութիւնը (առաջին մօտաւորութեան մէջ վաւերական եղող) նոյնութեան

$$\left\{ \left[ h(\Phi_k \delta_l^{\alpha} - \Phi_l \delta_k^{\alpha}) \right]_l - h(\Phi_k \delta_{\tau}^{\alpha} - \Phi_{\tau} \delta_k^{\alpha}) \Lambda_{\sigma\tau}^{\alpha} \right\}_{/\alpha} = 0$$

Առժամանակեայ կերպով կը յիշենք հիմայ, կարճեցնելու համար,

$$\mathfrak{W}_{kl}^{\alpha} = h(\Phi_k \delta_l^{\alpha} - \Phi_l \delta_k^{\alpha})$$

ձգտիչի խտութիւնը։ Ըստ (5) ի,

$$\mathfrak{W}_{kl/l/\alpha}^{\alpha} = \mathfrak{W}_{kl/\alpha/l}^{\alpha} - (\mathfrak{W}_{kl}^{\alpha} \Lambda_{1\alpha}^{\alpha})_{/\sigma} \quad \text{ի,}$$

1. Ասիկա զեւեկնքն է, որ միշտ կը գործածուի, եզակի պարագաներու մէջ յառաջ եկող ծուռ արդեւոյթներ վերցնելու,

$$\mathfrak{W}_{kl/l/\alpha}^{\alpha} \equiv 0, \quad (8a)$$

թէ առաջին մօտաւորութեան անդահաւասարութեան մէջ օրէնքներու բաժանում մը յառաջ կու գայ մէկ կողմէ ձգողութեան՝ միւս կողմէ ելեկտրականութեան համար, բաժանում մը, որ բնութեան այնքան նկարագրական մէկ շարժումն է։

Պէտք էր հիմայ, առաջին մօտաւորութեան շահուած այդ ծանօթութիւնը խիստ քննութեան օգտակար ընել։ Պարզ է, որ հոս ալ նոյնութեան մը պիտի մեկնենք, որ (8a) կը համապատասխանէ։ Ասիկա յայտնօրէն (8) ի նոյնութիւնն է, մանաւանդ որ երկու նոյնութիւններն ալ բացի (8b) ի, պակասումի գործողութիւններու փոխանակութեան ձեւին վրայ ալ կը յենուն (Vertauschungssatz der Differentiationsoperationen)։

$$\text{Ուրեքն } \mathfrak{W}_{k/l}^{\alpha} - \mathfrak{W}_{k\tau}^{\alpha} \Lambda_{\sigma\tau}^{\alpha} = 0 \quad (10)$$

անդահաւասարութիւնները ղենեք, պայմանով որ յետոյ (այսինքն  $\mathfrak{W}_{/\alpha}$  գործողութիւնը կատարելէ ետք)  $\epsilon = 0$  ի երթցուի։ Այն ատեն կը ստանանք, երբ (10) ի ձախ կողմը  $\mathfrak{W}^{\alpha}$  ով նշանակենք,

$$\mathfrak{W}^{\alpha} = 0 \quad \text{և} \quad (10a)$$

$$\frac{1}{\epsilon} \mathfrak{W}_{kl}^{\alpha} = 0 \quad (10b)$$

անդահաւասարութիւնները։

(10b) նախ յառաջ կը բերէ (8) ի և (9) ի պատճառով,

$$(\mathfrak{W}_{k\alpha/l}^1 - \mathfrak{W}_{k\tau}^1 \Lambda_{\sigma\tau}^1 - \mathfrak{W}_{k\tau}^{\sigma} \Lambda_{\sigma\tau}^1)_{/\alpha} = 0$$

ձեւով ալ կարելի է գրել, այդ հաւասարութեան մէջ երկու վերջին յօդերը կը վերնան։ Անմիջական հաշուով մը առաջ կու գայ՝

$$\mathfrak{W}_{k\alpha/l}^1 \equiv h(\Phi_{k;\alpha} - \Phi_{\alpha;k})$$

Այն ատեն փոփոխուած հաւասարութիւնները (10b) կ'ըլլան՝

$$[h(\Phi_{\underline{k};\alpha} - \Phi_{\underline{\alpha};k})]_{/\alpha} = 0, \quad (11)$$

այս հաւասարութեան դրութիւնը,

$$\mathfrak{W}_{kl|l} - \mathfrak{W}_{kt} \Lambda_{\sigma\tau}^{\Lambda} = 0 \quad (10a)$$

հետ միասին կը կազմէ անդահաւասարութեան կատարեալ դրութիւնը:

Եթէ (10)ի տեղ ուղղակի (10a)էն մեկնէինք, պիտի չստանայինք (11)ի «եւեկարոմագնիսական» հաւասարութիւնները: Նաեւ պիտի չունեննայինք այն յեցակէտը, թէ (11)ի և (10a)ի դրութիւնները նոյնանման են: Այսպէս սակայն կ'երեւայ ճիշդ ըլլալ, որ այդ հաւասարութիւնները իրարու հետ կարելի է պատշաճեցնել, քանի որ սկիզբի (10)ի հաւասարութիւնները տասնըվեց պայմաններ են  $\mathfrak{h}_{\mu}$  ի տասնըվեց մեծութիւններուն: (10)ի այս տասնըվեց հաւասարութիւններուն միջեւ կը զտնուին անպայման 4 նոյնութիւններ՝ այս հաւասարութիւններուն ընդհանուր համափոփոխականութեան պատճառով: (11)ի, (11a)ի 20 անդահաւասարութիւններուն միջեւ կը զտնուին ուրեմն, ամբողջութեամբ, 8 նման յարաբերութիւններ (identische Relationen), որոնցմէ բնագործի մէջ սակայն 4 քաջատրականներ տրուած են:

Թէ (10a)ի հաւասարութիւնները առաջին մօտաւորութեան ձգողութեան հաւասարութիւնները կը պարունակեն, թէ (11)ի հաւասարութիւնները (կարողական ձգագործի մը գոյութեան կապակցութիւնով)՝ *Maxwell*եան հաւասարութիւնները՝ միջո-

ցին համար, ըսուած է արդէն: Նաեւ կրցի Յոյց տալ, թէ հակադարձաբար, այս հաւասարութիւններուն որեւէ լուծումին համար գոյութիւն ունի (10a) հաւասարութիւններուն բաւարարող  $h$ -գաշտ մը: (10a)ի հաւասարութիւններուն փոքրացումով կը ստանանք խոտորումի պայման մը՝

$$\left. \begin{aligned} \mathfrak{f}_{|l} - \frac{1}{2} \mathfrak{W}_{kt}^{\sigma} \Lambda_{\sigma\tau}^k &= 0 \\ (2\mathfrak{f}^l - \mathfrak{W}_{\alpha l}^{\alpha} = 2h\Phi^l) \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

էլեկտրական կարողութեան (elektrische Potential):

(11)ի, (10a)ի անդահաւասարութիւններու հետեւանցներուն աւելի խորունկ ուսումնասիրութիւն մը պիտի ցոյց տայ, որ արդեօք *Riemann*ի չափագրութիւնը, հեռագրագահեռականութեան հետ յարաբերուելով, իրապէս յառաջ կը բերէ համանման կարծիք մը՝ միջալայրի բնագիտական որակներու: Այս քննութենէն յետոյ անհաւանական չէ՝ այդ:

Յետևորած սրբագրութեան. — Այս աշխատութեան մէջ առաջարկուած անդահաւասարութիւնները ձեւապէս սակայն պէտք է նշանակել ուրիշ մօտաւածներու դիմաց: (8)ի նոյնութեան հակումով ստացուած է, որ  $\mathfrak{h}_{\nu}$ ի (16) մեծութիւնները ո՛չ թէ միայն 16, այլ նաեւ 20 անկախ տարրերական հաւասարութիւններու կրնան ենթարկուիլ: «Անկախ»ով կ'ըմբռնուի, որ այս հաւասարութիւններէն ո՛չ մէկը միւսերէն կարելի է հետեւցնել, եթէ նոյն իսկ ասոնց մէջ 8 նոյնանման (տարրերականութիւններու) յարաբերութիւններ գոյութիւն ունենան:

ԱՐԽԵՐ ԱՆՏԵՍԵՏ

ԲՅՐ. ԹՐԳՄ. ՅԱՅՈՐ-ԳՐԻԳՈՐ

1. Այս ամէնը միայն, որքան առն որ առաջին մօտաւորութեան զմեկան հաւասարութեան վրայ է խընդրը: