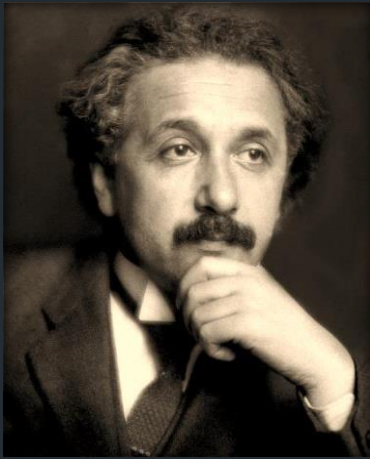


XIX. seminář o filosofických otázkách matematiky a fyziky
Velké Meziříčí 22. 8. 2019

Setkání s Einsteinem: o natáčení seriálu *Génius*

Jiří Podolský
Ústav teoretické fyziky
Matematicko-fyzikální fakulta
Univerzita Karlova v Praze





Albert Einstein v Praze

- 1911 (1921)



- 1969



- 2017

Génius.



foto © National Geographic Dušan Martinček

Génius.



NATIONAL
GEOGRAPHIC



foto © National Geographic, Dušan Martinček

Einstein profesorem v Praze 1911-1912

na německé Karlo-Ferdinandově univerzitě 3 semestry:

Mechanik diskreter Massenpunkte*. 3stündig. Ord. Prof. Dr. **Einstein.

Thermodynamik*. 2stündig. Ord. Prof. Dr. **Einstein. Ort und Stunde beider Kollegien werden später angekündigt werden.

Mechanik*. 3stündig. Montag, Mittwoch, Freitag 9—10. Ord. Prof. Dr. **Einstein. Klementinum II.

Wärmelehre*. 2stündig. Dienstag, Donnerstag 9—10. Ord. Prof. Dr. **Einstein. Klementinum II.

4. Seminar für theoretische Physik.

Übungen im Seminare. 2stündig. Nach Vereinbarung. Ord. Prof. Dr. **Einstein**. Naturwissenschaftliches Institut.

Molekulartheorie der Wärme*. 3stündig. Montag, Dienstag, Mittwoch 9—10. Ord. Prof. Dr. **Einstein. Hörsaal des mathematischen Seminars.

Mechanik der Kontinua*. 2stündig. Donnerstag, Freitag 9—10. Ord. Prof. Dr. **Einstein. Hörsaal des mathematischen Seminars.

4. Seminar für theoretische Physik.

Übungen im Seminare. Freitag abends von 8 Uhr an. Ord. Prof. Dr. **Einstein**. Naturwissenschaftliches Institutsgebäude.

letní semestr 1911

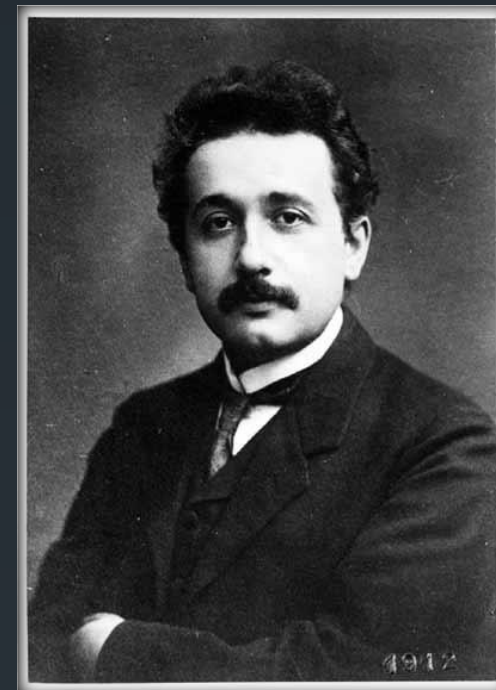
Mechanika hmotných bodů 3 hodiny
Termodynamika 2 hodiny

zimní semestr 1911

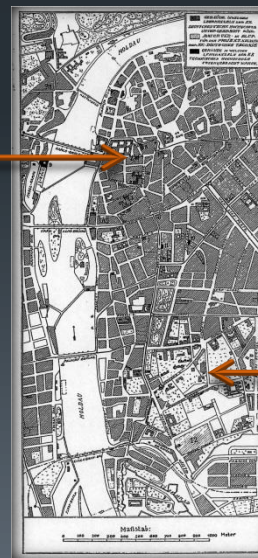
Mechanika 3 hodiny, Klementinum
Nauka o teple 2 hodiny, Klementinum
Seminář pro teoretickou fyziku 2 hodiny, Viničná

letní semestr 1912

Molekulová teorie tepla 3 hodiny, Viničná
Mechanika kontinua 2 hodiny, Viničná
Seminář pro teoretickou fyziku pátek od 8 večer, Viničná



v Klementinu a Viničné



Einsteinovo bydliště v Praze 1911-1912

bydlel s manželkou Milevou a syny Hansem Albertem a Eduardem **na Smíchově** v secesním domě z r. 1910 v ulici Třebízského (dnes Lesnická 7)



Tab. Pag. 224.

Číslo domu	Jméno a příjmení	Hodnost neb zaměstnání	Charakter oder Beschäftigung	Obst. narození	Obst. smrti	Obst. svatby	Obst. úmrtí
19. 12. 15 911	Frühling, Josef	in Rausch					
Smíchov	Einstein, Albert	Universitäts-Professor		1879			
	Milena Einstein geb. Maritz			1878			
	Albert Einstein	Sohn		1904			
	Eduard Einstein	"		1900			

ang. nach Prag

pobytová přihláška Einsteinových na pražském policejním ředitelství



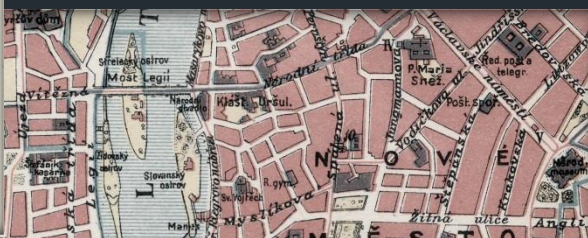
Einsteinova cesta do práce



2



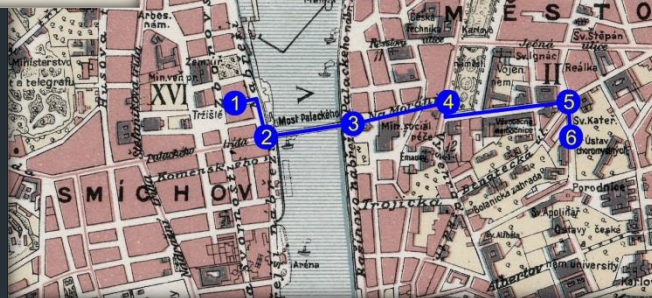
3



za Palackého mostem se vydal ulicí **Na Moráni** s domy z konce 19. století na Karlovo náměstí, zahrnul kolem barokního **Faustova domu** a pokračoval nahoru podél řady nemocnic

4

Palackého most z roku 1878 byl tehdy na obou stranách zakončen mýtnými budkami s Myslbekovými sochami (dnes na Vyšehradě) na motivy „Rukopisů“



5

u gotického **kostela Svaté Kateřiny** Einstein zahrnul doprava do **Viničné ulice** a došel k **budově přírodovědných ústavů** německé university

6



Einsteinův vztah k Praze

Einstein v dopisech přátelům vysoce hodnotil Prahu jako město, méně už byl spokojen s obecnou povahou pražských Němců.



Praha je nádherná na pohled.
Lidé jsou zde buď povýšení,
se zchudlou noblesou, či podlézaví –
podle toho, jakým prošli údělem.
Jsou výteční kuchaři.
Mnozí jsou obdařeni jistým půvabem.
H. Zanggerovi, 7. dubna 1911

Mám velkou radost ze svého zdejšího
místa a ústavu. Jenom lidé jsou mi cizí.
Nemají přirozené city; projevují necitlivost
a zvláštní směs stavovské povýšenosti a
servility, postrádají jakoukoli laskavost vůči
druhým lidem.

...

Nemohl bys mě někdy navštívit? ...
Město Praha je prostě nádherné,
tak krásné, že už samo o sobě
si zaslouží větší cestu.

M. Bessovi, 13. května 1911



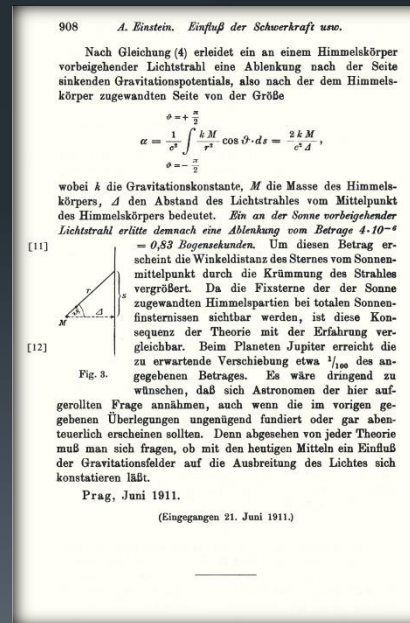
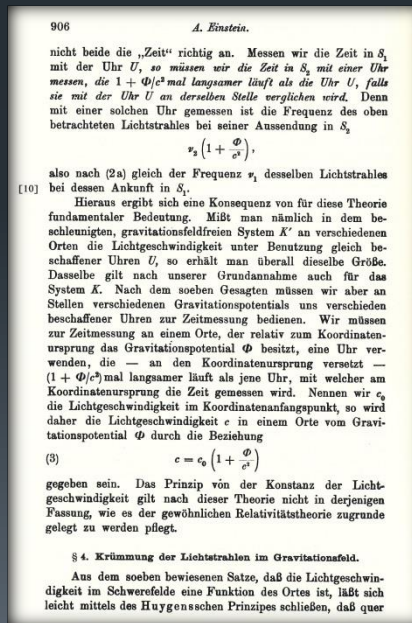
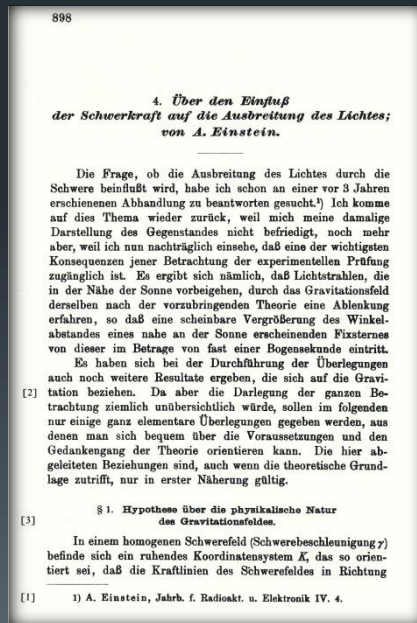
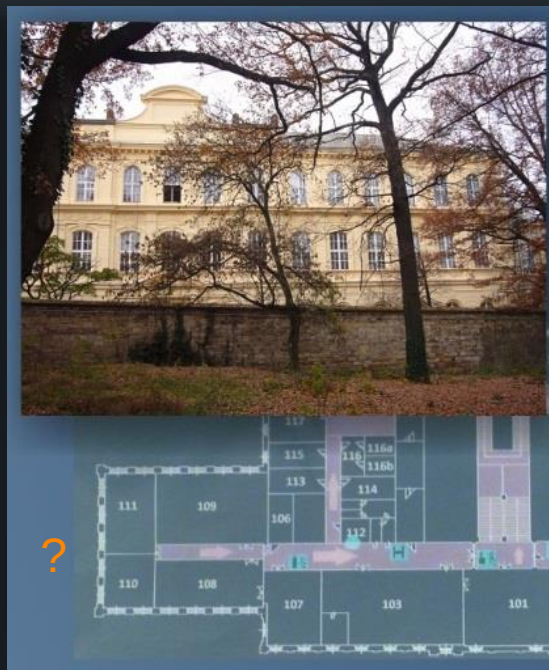
mezi Einsteinovy nejoblíbenější patřil pohled
na pražské mosty od Hanavského pavilonu

Einsteinova vědecká práce: teorie gravitace

v klidu své pracovny ve Viničné ulici
začal budovat obecnou teorii relativity
dokončil ji pak v listopadu 1915 v Berlíně

článek z června 1911:

„O vlivu gravitace na šíření světla“: odvodil v něm
gravitační rudý posuv a ohyb světelných paprsků:



Einstein
opět v Praze
v roce 1969

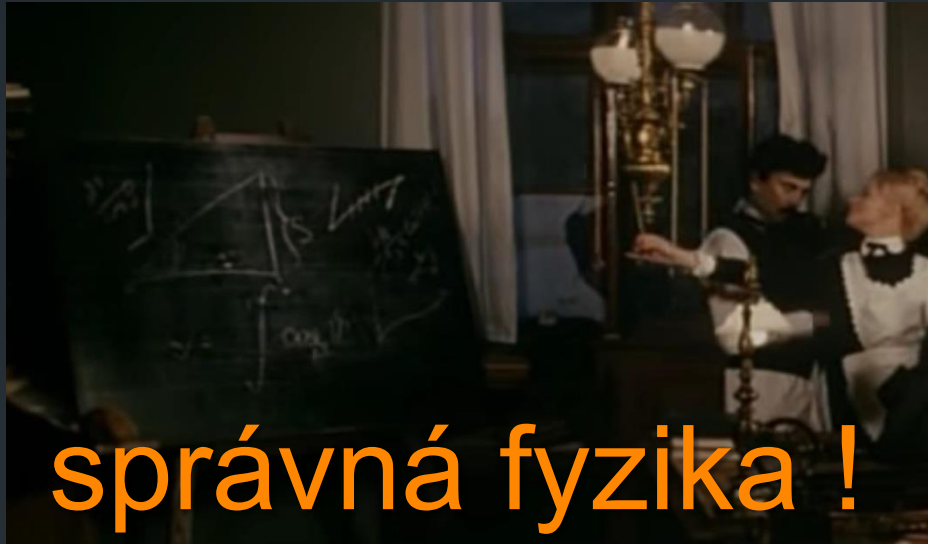
Einstein v Praze 1969 s cestováním v čase



potrhlá česká sci-fi komedie, režie Oldřich Lipský
Petr Čepek jako **Einstein**



Einstein, housle, ženy, fyzika...



správná fyzika !



908

A. Einstein. Einfluß der Schwerkraft usw.

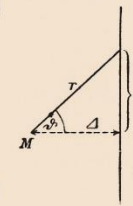
Nach Gleichung (4) erleidet ein an einem Himmelskörper vorbeigehender Lichtstrahl eine Ablenkung nach der Seite sinkenden Gravitationspotentials, also nach der dem Himmelskörper zugewandten Seite von der Größe

$$\alpha = \frac{1}{c^2} \int \frac{k M}{r^2} \cos \vartheta \cdot ds = \frac{2 k M}{c^2 \Delta},$$

$\vartheta = +\frac{\pi}{2}$
 $\vartheta = -\frac{\pi}{2}$

wobei k die Gravitationskonstante, M die Masse des Himmelskörpers, Δ den Abstand des Lichtstrahles vom Mittelpunkt des Himmelskörpers bedeutet. Ein an der Sonne vorbeigehender Lichtstrahl erleidet demnach eine Ablenkung vom Betrage $4 \cdot 10^{-6}$

[11]



[12]

Fig. 3.

= 0,83 Bogensekunden. Um diesen Betrag erscheint die Winkeldistanz des Sternes vom Sonnenmittelpunkt durch die Krümmung des Strahles vergrößert. Da die Fixsterne der der Sonne zugewandten Himmelspartien bei totalen Sonnenfinsternissen sichtbar werden, ist diese Konsequenz der Theorie mit der Erfahrung vergleichbar. Beim Planeten Jupiter erreicht die zu erwartende Verschiebung etwa $1/100$ des angegebenen Betrages. Es wäre dringend zu wünschen, daß sich Astronomen der hier aufgerollten Frage annähmen, auch wenn die im vorigen gegebenen Überlegungen ungenügend fundiert oder gar abenteuerlich erscheinen sollten. Denn abgesehen von jeder Theorie muß man sich fragen, ob mit den heutigen Mitteln ein Einfluß der Gravitationsfelder auf die Ausbreitung des Lichtes sich konstatieren läßt.

Prag, Juni 1911.

(Eingegangen 21. Juni 1911.)

O vlivu gravitace na šíření světla
Annalen der Physik **35** (1911) str. 898–908

Einstein
opět v Praze
v roce 2017!

Génius.



foto © National Geographic, Dušan Martinček

Génius.TV seriál National Geographic

Genius - National Geographic Video Gallery for Genius - National Geographic

<http://channel.nationalgeographic.com/genius/>

channel.nationalgeographic.com/genius/video-gallery/?filter=episodes

NATIONAL GEOGRAPHIC

FULL EPISODES | LIVE TV | SCHEDULE

Sign In Join

SEASON 1

 FULL EPISODE
EINSTEIN:
CHAPTER TEN

 FULL EPISODE
EINSTEIN:
CHAPTER NINE

 FULL EPISODE
EINSTEIN:
CHAPTER EIGHT

 FULL EPISODE
EINSTEIN:
CHAPTER SEVEN

 FULL EPISODE
EINSTEIN:
CHAPTER SIX

 FULL EPISODE
EINSTEIN:
CHAPTER FIVE

 FULL EPISODE
EINSTEIN:
CHAPTER FOUR

 FULL EPISODE
EINSTEIN:
CHAPTER THREE

 FULL EPISODE
EINSTEIN:
CHAPTER TWO

 FULL EPISODE
EINSTEIN:
CHAPTER ONE

1. sezóná 2017
Albert Einstein
10 epizod, 50 minut
171 zemí, 45 jazyků

Génius.



hlavní herci: **Geoffrey Rush** jako starý Einstein
Johnny Flynn jako mladý Einstein

foto © National Geographic, Dušan Martinček

herci versus skutečný Einstein



Johnny Flynn

mladý A. E.

Geoffrey Rush

starý A. E.

změna: 1918

Génius.



producenti **Brian Grazer, Ron Howard** a další
podle knihy **Walthera Isaacsona**
scénář **Kenneth Biller, Noah Pink** a další

foto © National Geographic, Dušan Martinček

Génius.



NATIONAL
GEOGRAPHIC



celé natočeno v Čechách 9/2016 – 2/2017
štáb měl 250 – 400 lidí, z toho 95 % Češi

foto © National Geographic,
Dušan Martinček

Génius.



fyzika v hlavní roli !

foto © National Geographic, Dušan Martinček

fyziku bylo nutné autenticky vizualizovat

odborní poradci z MFF UK

Jiří Podolský
Stanislav Daniš
Pavel Cejnar
a další

$$\int e^{-h\xi^2} d\xi = \sqrt{\frac{\pi}{h}}$$

$$\int \xi^n e^{-h\xi^2} d\xi = 0 \quad n \text{ unger.}$$

$$\int \xi^2 e^{-h\xi^2} d\xi = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{h^3}}$$

$$\int \xi^4 e^{-h\xi^2} d\xi = \frac{3}{4} \sqrt{\frac{\pi}{h^5}}$$

$$\int \xi^6 e^{-h\xi^2} d\xi = \frac{15}{8} \sqrt{\frac{\pi}{h^7}}$$

$$\mathcal{Y}(h) = \int \xi^4 e^{-h\xi^2} d\xi$$

$$\frac{\partial \mathcal{Y}}{\partial h} = \int -\xi^6 e^{-h\xi^2} d\xi = -\frac{5}{2} \cdot \frac{3}{4} \sqrt{\frac{\pi}{h^7}} = -\frac{15}{8} \sqrt{\frac{\pi}{h^7}}$$

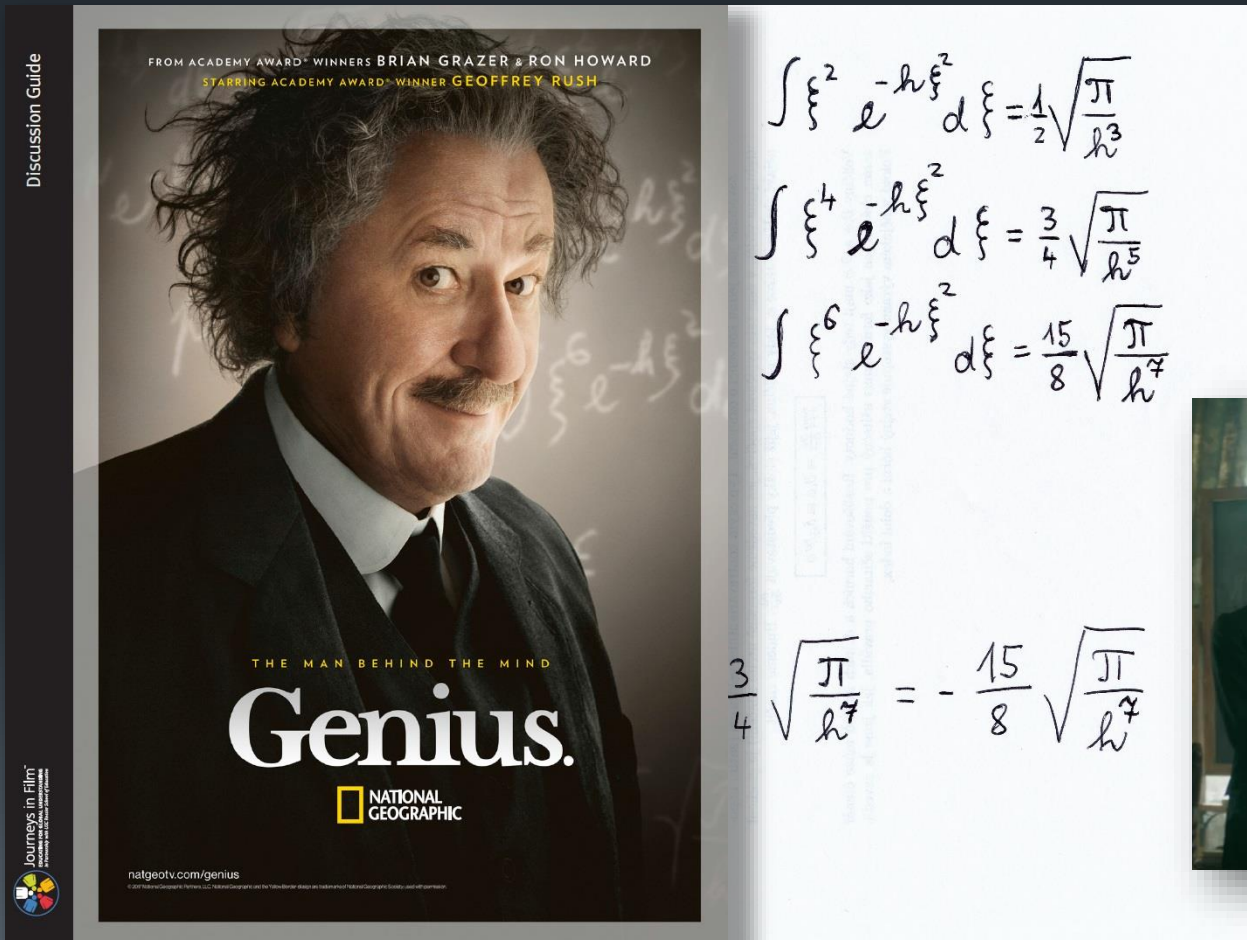
Eulerův-Laplaceův-Poissonův integrál a jeho „klony“



scéna 105

úvodní scéna s Einsteinem

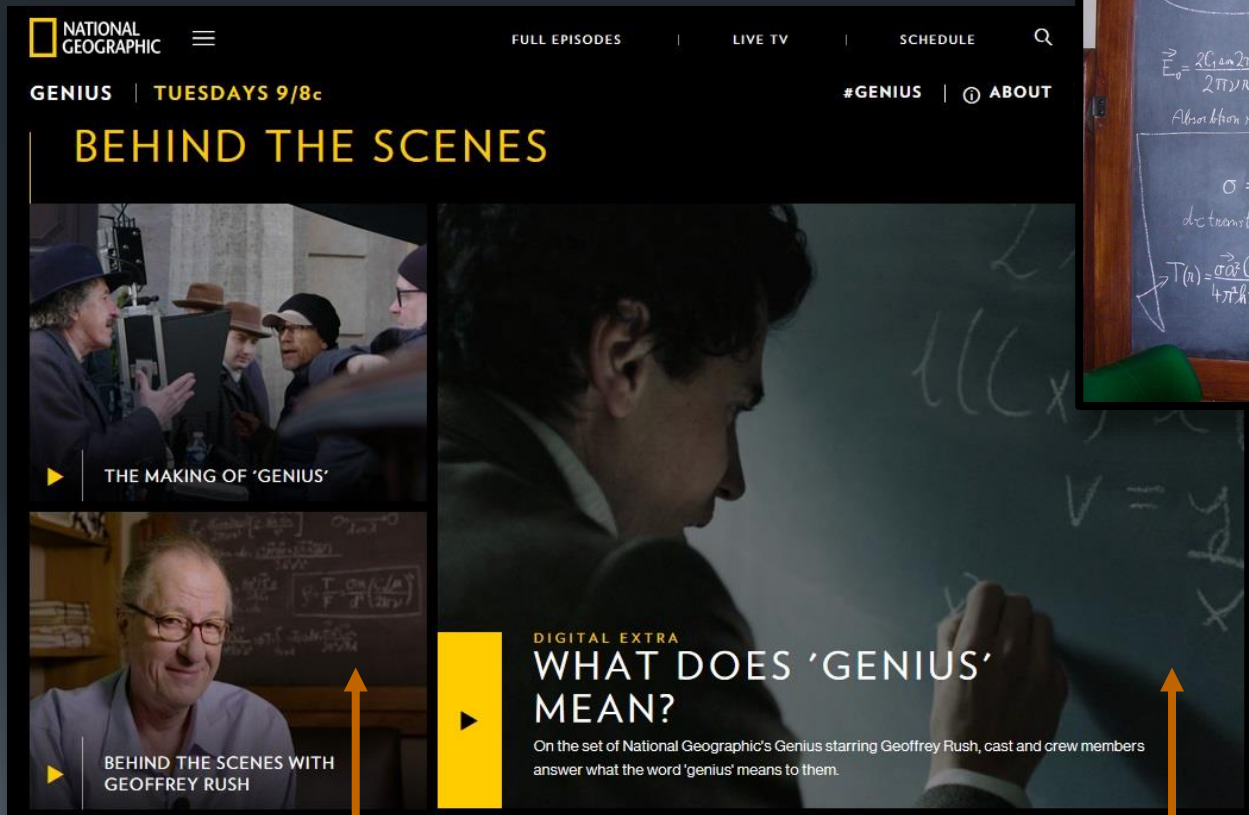
tabule ve filmu sice není moc vidět , zato
je na propagační fotografii s G. Rushem



scéna 105

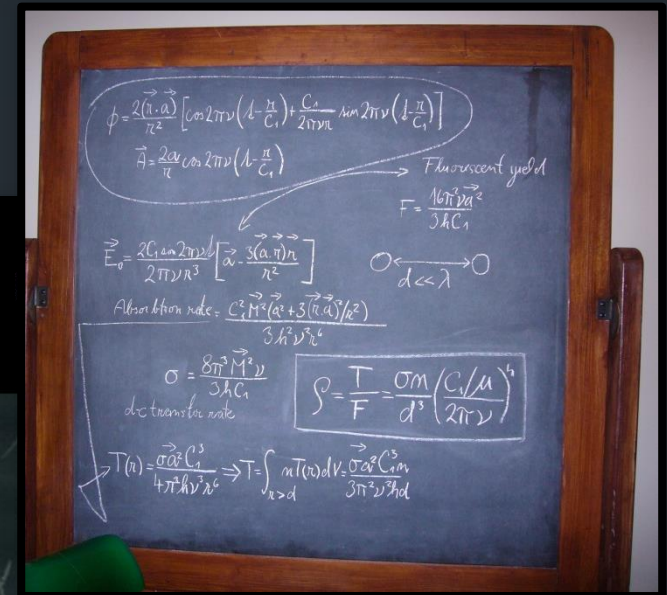
fyzikální tabule hrají viditelnou roli

také pomáhaly celý seriál propagovat:
[www stránka projektu](http://www.stránka projektu) dne 8. 5. 2017



navrhl Pavel Cejnar

navrhl Jiří Podolský



poslední článek
Oppenheimera:
fotosyntéza, 1950

odborný poradce: moje úkoly

- korektury scénáře (srpen 2016)
- tvorba obsahu všech **Einsteinových** „fyzikálních tabulí“
- další matematické a fyzikální „školní tabule“ — středoškolské i univerzitní (Weber, Lenard, Minkowski, Grossmann a další)
- tabule z oboru jaderné a kvantové fyziky v posledních dílech seriálu (Heisenberg, Bohr, Oppenheimer) tvořil kolega Cejnar
- přítomen natáčení příslušných scén („na place“)
- korektury českého překladu pro dabing všech deseti dílů (květen 2017)

přehled scén, pro něž jsem vymýšlel fyzikální a matematický obsah tabulí

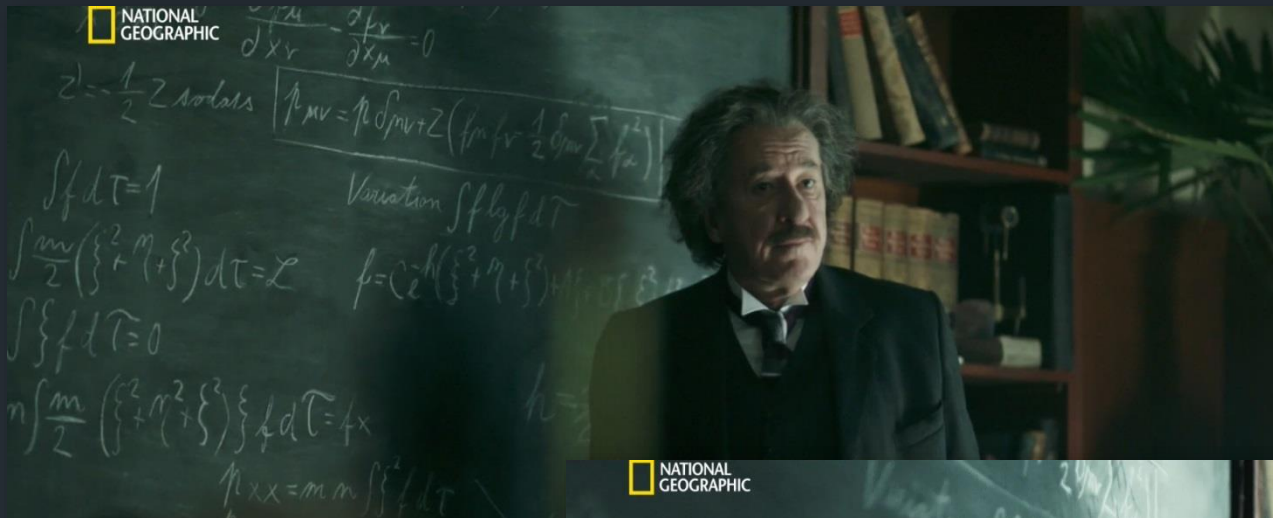
epizoda	počet tabulí číslo scény							tabulí
01	4 105	2 107	2 109	2 135	2 147	1 154	2 166	15
02	2 203	2 231	4 234	4 254	4 258	1 264		17
03	1 318		+ experimentální objevy: Daniš					1
04	4 414	1 429	1 434	1 429				7
05	2 516	1 520						3
06								0
07	1 711	1 717	2 718	2 719	2 722	2 725	2 732	12
08	1 819		+ experimentální objevy: Cejnar					1
09	1 924	1 945	1 947	1 952				4
10	2 1006	1 1012	1 1021	1 1033	1 1033A	1 1046		7

celkem 67 mých návrhů tabulí, dohromady asi 100

- dle původních článků, Einsteinových rukopisů a knih
- vlastní tabule realizoval kaligraf Ladislav Kouba

ilustrativní příklady

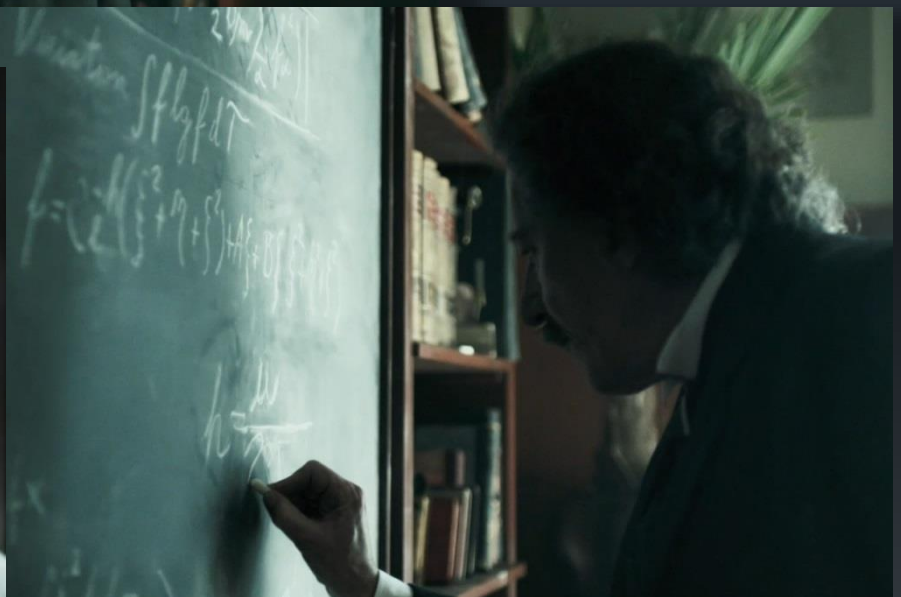
úvodní scéna s Einsteinem (a Betty)



scéna 105

24. 6. 1922

Berlín
Pruská akademie



úvodní scéna s Einsteinem

výpočet anizotropních tlaků v plynech s tepelným tokem

$\frac{\partial f_v}{\partial x_\mu} = 0$
 Druck-Koeffizient
 $p_{\mu\nu} = p \delta_{\mu\nu} + Z f_\mu f_\nu + Z' \left(\sum_\alpha f_\alpha^2 \right) \delta_{\mu\nu}$
 $\sum_\mu \frac{\partial f_\mu}{\partial x_\mu} = 0 \quad \frac{\partial f_\mu}{\partial x_\nu} - \frac{\partial f_\nu}{\partial x_\mu} = 0$
 $Z' = -\frac{1}{2} Z$ sodass $\boxed{p_{\mu\nu} = p \delta_{\mu\nu} + Z \left(f_\mu f_\nu - \frac{1}{2} \delta_{\mu\nu} \sum_\alpha f_\alpha^2 \right)}$
 Variation $\int f \ln f dT$
 $\int f dT = 1$
 $\int \frac{m}{2} (\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2) dT = \mathcal{L}$
 $\int \xi f dT = 0$
 $n \int \frac{m}{2} (\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2) \xi f dT = f_x$
 $f = C e^{-h(\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2) + A\xi + B\eta}$
 $h = \frac{m}{2RT}$
 $p_{xx} = mn \int \xi^2 f dT$
 $p_{xy} = mn \int \xi \eta f dT$
 $p_{yy} = mn \int \eta^2 f dT$
 $p_{xx} = p_{yy}$

$\rho_{\mu\nu}$	tenzor napětí
f_μ	teplený tok
f	distribuční funkce
ξ, η, ζ	složky rychlosti kartézské

tabule
po natáčení

úvodní scéna s Einsteinem

předloha tabule

Sc. 5 anisotrope Druck - Kräfte
Sc. 6

$$p_{\mu\nu} = p\delta_{\mu\nu} + z f_{\mu} f_{\nu} + z' (\sum f_{\alpha}^2) \delta_{\mu\nu}$$

$$\sum_{\mu} \frac{\partial f_{\mu}}{\partial x_{\mu}} = 0$$

$$\frac{\partial f_{\mu}}{\partial x_{\nu}} - \frac{\partial f_{\nu}}{\partial x_{\mu}} = 0$$

$$z' = -\frac{1}{2}z \quad \text{so dass}$$

$$p_{\mu\nu} = p\delta_{\mu\nu} + z \left(f_{\mu} f_{\nu} - \frac{1}{2} \delta_{\mu\nu} \sum f_{\alpha}^2 \right)$$

$$\int f d\tau = 1$$

$$\int \frac{m}{2} (\xi^2 + \eta^2 + \xi^2) d\tau = L$$

$$\int \xi f d\tau = 0$$

$$m \int \frac{m}{2} (\xi^2 + \eta^2 + \xi^2) \xi f d\tau = f_x$$

Variation $\int f \lg f d\tau$

$$f = C e^{-h(\xi^2 + \eta^2 + \xi^2) + A\xi + B\xi(\xi^2 + \eta^2 + \xi^2)}$$

$$h = \frac{k}{2RT}$$

$$p_{xx} = mn \int \xi^2 f d\tau$$

$$p_{xy} = mn \int \xi \eta f d\tau$$

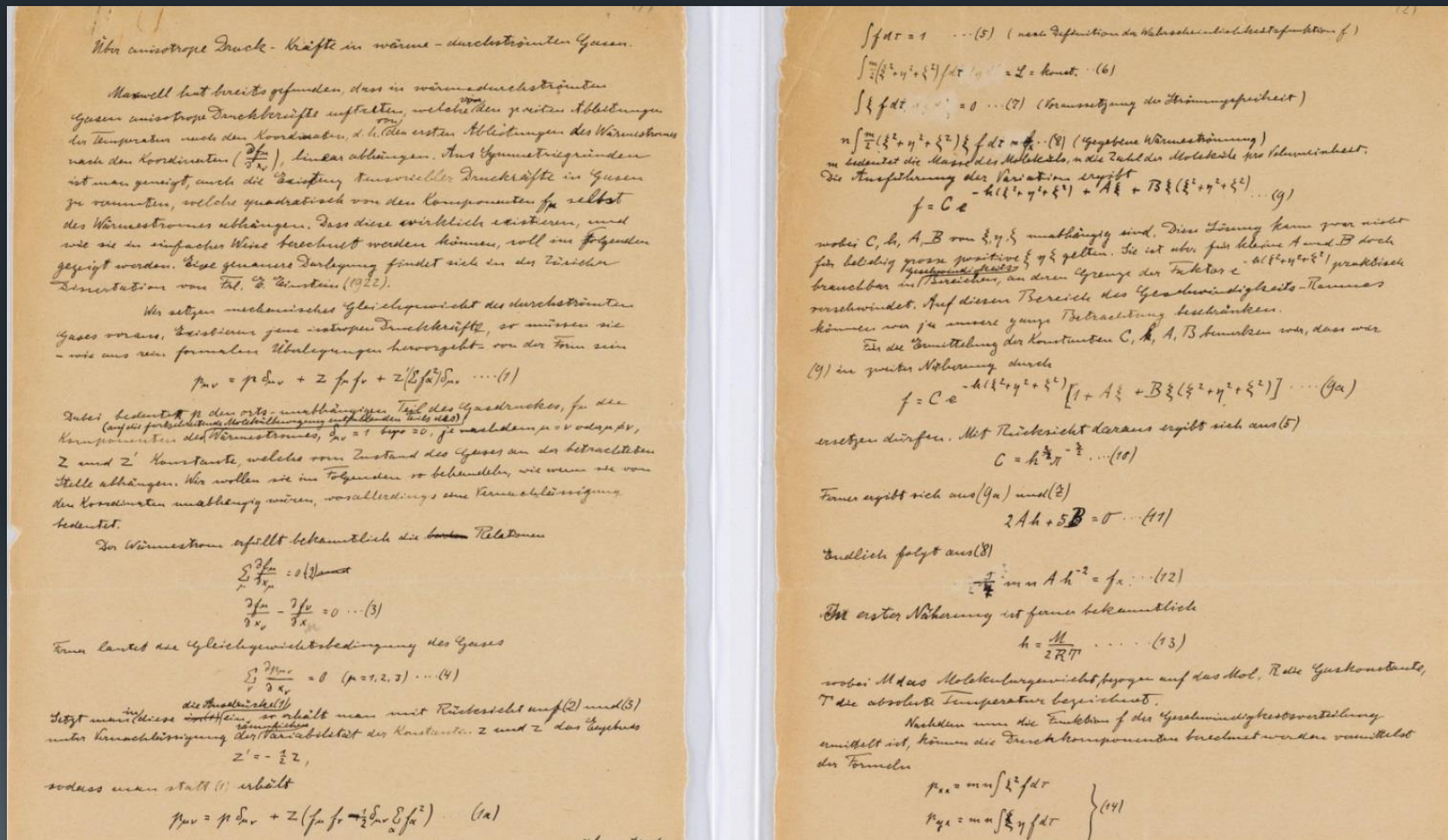
$$p_{yy} = mn \int \eta^2 f d\tau$$

$$p_{xx} - p_{yy}$$

úvodní scéna s Einsteinem

originální zdroj: Einsteinův rukopis článku ze září 1922

Über anisotrope Druck-Kräfte in wärme-durchströmten Gasen



úvodní scéna s Einsteinem

moje vlastní pomocné výpočty

① (a): $f = C(e^{-h(\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2)} + A\xi + B\xi(\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2)) = C e^{-h(\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2)} \cdot e^{A\xi + B\xi(\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2)}$
 $(\xi, \eta, \zeta) = (v_x, v_y, v_z)$
 distributed free actually: 2nd approximation!
 $e^x \approx 1 + x$

(9a) $f = c e^{-h(\xi^2 + \eta^2 + \xi^2)} [1 + A\xi + B\xi(\xi^2 + \eta^2 + \xi^2)]$ (8)

(5): $\int f d\tau = 1$
 $d\tau = d\xi d\eta d\zeta$

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-a^2 x^2} dx = \frac{\sqrt{\pi}}{a}$$

$a^2 = h$
 $a = \sqrt{h}$

$$(7) \quad \oint_{\Sigma} f d\tau = 0$$

3) 8): $m \int \frac{m}{2} (\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2) \xi f d\tau = f_x$

$$\frac{1}{2} \text{mm}(\xi) \bar{e}^{-h(\xi^2 + \eta^2 + \xi^2)} [1 + A\xi + B(\xi^2 + \eta^2 + \xi^2)] [\xi^2 + \xi(\eta^2 + \xi^2)] d\tau$$

$$\underbrace{\xi^2 \eta^4 + \xi^2 \xi^4 + 2\xi^2 \eta^2 \xi^2}_{\text{like}} + A(\xi^4 + \xi^2(\eta^2 + \xi^2)) + B(\xi^2(\eta^2 + \xi^2))(\xi^4 + \xi^2(\eta^2 + \xi^2)) =$$

$$= A[\xi^4 + \xi^2(\eta^2 + \xi^2)] + B[\xi^6 + \xi^4(\eta^2 + \xi^2) + \xi^4(\eta^2 + \xi^2) + \xi^2(\eta^2 + \xi^2)^2]$$

$$\frac{1}{2} \text{ mm } C \left\{ A \left[\frac{3}{4} \sqrt{\frac{\pi}{h^5}} \sqrt{\frac{\pi}{h}} \sqrt{\frac{\pi}{h}} + 2 \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{h^3}} \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{h^3}} \sqrt{\frac{\pi}{h}} \right] + \right. \\ \left. B \left[\frac{15}{8} \sqrt{\frac{\pi}{h^7}} \sqrt{\frac{\pi}{h}} \sqrt{\frac{\pi}{h}} + \frac{3}{8} \sqrt{\frac{\pi}{h^5}} \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{h^3}} \sqrt{\frac{\pi}{h}} + 2 \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{h^3}} \frac{3}{4} \sqrt{\frac{\pi}{h^5}} \sqrt{\frac{\pi}{h}} + 2 \frac{3}{4} \sqrt{\frac{\pi}{h^5}} \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{h^3}} \sqrt{\frac{\pi}{h}} \right] \right\} \\ + 2 \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{h^3}} \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{h^3}} \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{h^3}} \\ \frac{1}{2} \text{ mm } C \left\{ A \left[\frac{3}{4} \sqrt{\frac{\pi^3}{h^7}} + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi^3}{h^7}} \right] + \right. \\ \left. B \left[\frac{15}{8} \sqrt{\frac{\pi^3}{h^9}} + \frac{3}{2} \sqrt{\frac{\pi^3}{h^9}} + \frac{3}{4} \sqrt{\frac{\pi^3}{h^9}} + \frac{1}{4} \sqrt{\frac{\pi^3}{h^9}} \right] \right\} =$$

$$\frac{1}{2} \text{ mm C } \left\{ A \sqrt{\frac{12}{h^7}} \left(\frac{3}{4} + \frac{1}{2} \right) + B \sqrt{\frac{12}{h^9}} \left(\frac{15}{8} + \frac{3}{2} + \left(\frac{3}{4} + \frac{1}{4} \right) \right) \right\} =$$

$$= \frac{1}{2} \mu m \sqrt{\frac{\pi^3}{h^3}} \left[A h \frac{3+2}{4} + B \frac{15+12+\cancel{8}}{8} \right] = \frac{1}{2} \mu m \sqrt{\frac{\pi^3}{h^3}} \left[\frac{5}{4} A h + \frac{35}{8} B \right] = \frac{1}{2} \mu m \frac{h^3}{\sqrt{\pi^3 h^3}} \left[\frac{5}{4} A h + \frac{35}{8} A h \right] = \frac{1}{2} \mu m \frac{A h}{h^3} \left[\frac{5}{4} + \frac{35}{4} \right] = \frac{1}{2} \mu m \frac{A h}{h^3} \left[\frac{40}{4} \right] = \frac{1}{2} \mu m \frac{A h}{h^3} \cdot 10 = 5 \mu m \frac{A h}{h^3}$$

~~$$C = \frac{1}{h^2} \cdot \frac{1}{4} \cdot (5.99) \cdot \frac{1}{8} \cdot \frac{1}{h^2} \cdot \frac{1}{5} \cdot \frac{1}{5.8} \cdot \frac{1}{h}$$~~

$$= -\frac{1}{4} m \omega \frac{A}{\hbar^2} = f_x$$

$$2A_h + 5B = 0$$

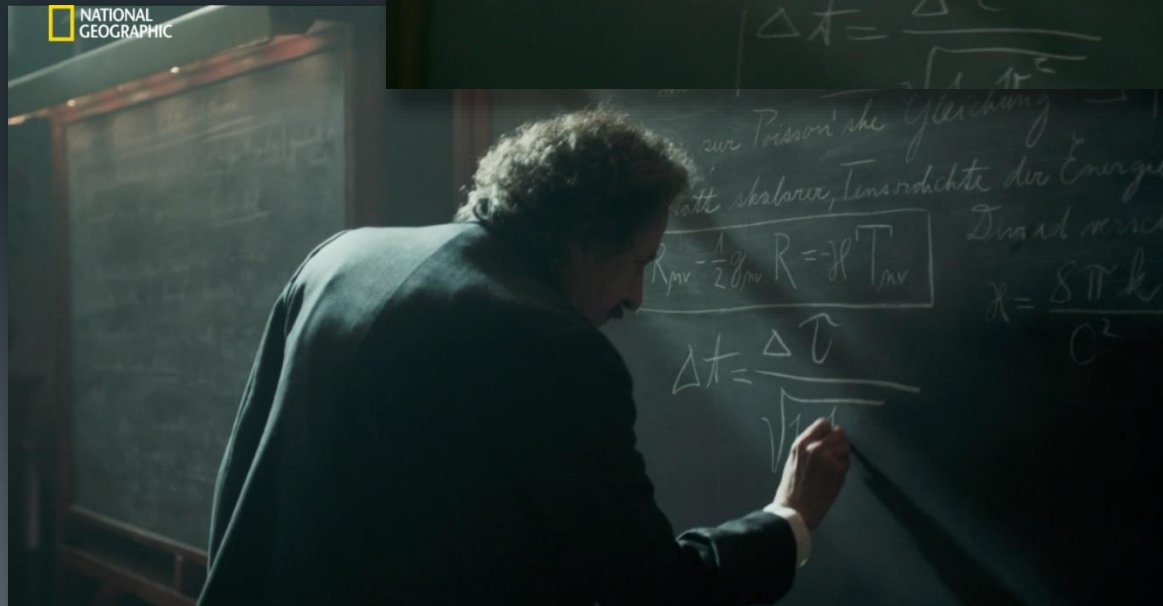
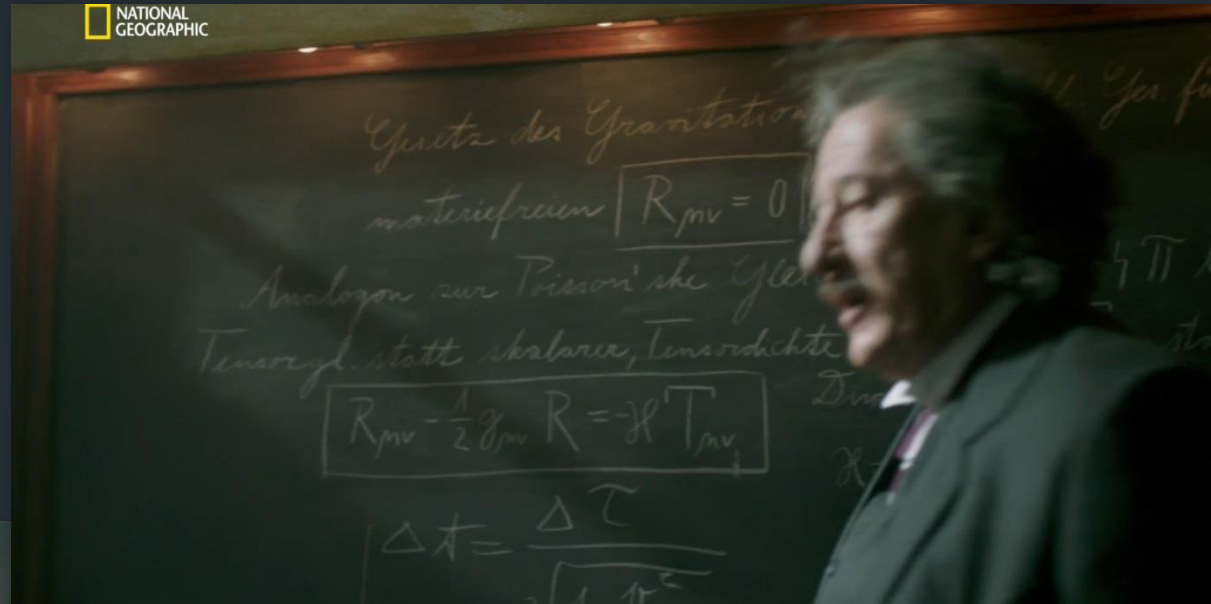
$$2A_h + 5B = 0$$

!! O.K. ... exactly !!

Einstein přednáší o relativitě: Berlín, 1922

24. 6. 1922

Berlín
Pruská akademie



scéna 107

Einstein přednáší o relativitě: Berlín, 1922

předloha obou tabulí

Sc. #7A

Allgemeine Relativitätstheorie

Gauß'sche Koordinaten x_1, x_2, x_3, x_4 $ds^2 = g_{\mu\nu} dx_\mu dx_\nu$ $g_{\mu\nu}$ Funkt. d. Koord.

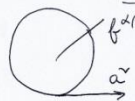
Spezialfall der sp. Rel. $g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$ Tensoralkül

Kontravarianter Vektor $\tilde{a}$ traf. wie $\tilde{a}^\nu = \frac{\partial x_\nu}{\partial x_\mu} a^\mu$

Kovarianter Vektor b_ν traf. $b'_\nu = \frac{\partial x_\mu}{\partial x'_\nu} b_\mu$ $\tilde{a}^\nu b_\nu = \text{Invariant}$

Differentiation $\delta \tilde{a}^\nu = -\Gamma_{\alpha\beta}^\nu \tilde{a}^\alpha \delta x_\beta$ mit $\Gamma_{\alpha\beta}^\nu = \Gamma_{\beta\alpha}^\nu$

Riemann'scher Fundamentaltensor $\Delta \tilde{a}^\nu = R_{\sigma\alpha\beta}^\nu \tilde{a}^\alpha \delta x^\beta$

 $R_{\mu\sigma, \lambda\rho}$ 20 Komponenten, $g^{\alpha\beta} R_{\mu\alpha\rho\nu} = R_{\mu\nu}$

$R_{\mu\nu} = -\frac{\partial \Gamma_{\mu\nu}^\alpha}{\partial x_\alpha} + \Gamma_{\mu\alpha}^\lambda \Gamma_{\lambda\nu}^\alpha + \frac{\partial \Gamma_{\mu\alpha}^\lambda}{\partial x_\nu} - \Gamma_{\mu\nu}^\lambda \Gamma_{\lambda\alpha}^\alpha$, Skalar $R = g^{\mu\nu} R_{\mu\nu}$

Sc. #7B

Gesetz des Gravitationsfeldes (Diff. Ges. für $g_{\mu\nu}$)
materiefreien $R_{\mu\nu} = 0$

Analogon zur Poisson'schen Gleichung $\Delta\varphi = -4\pi k\rho$

Tensorgl. statt skalarer, Tensordichte der Energie $T_{\mu\nu}$ statt ρ

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = -K T_{\mu\nu}$$

Div. id. verschwindet
 $K = \frac{8\pi k}{c^2} = 1.86 \cdot 10^{-27}$

Sc. #21

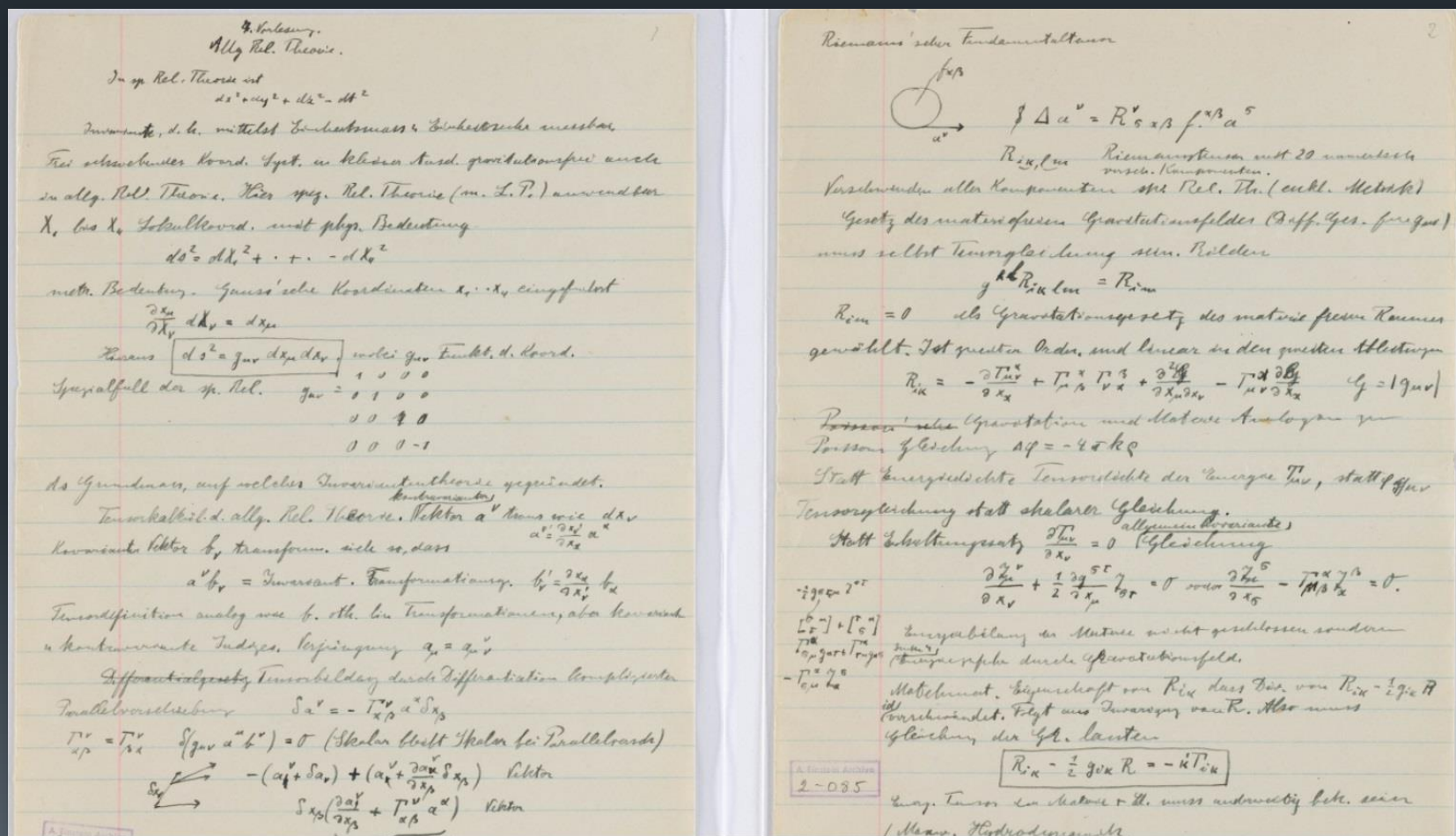
$$\Delta t = \frac{\Delta\tau}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$



Einstein přednáší o relativitě: Berlín, 1922

originální zdroj: Einsteinův rukopis o speciální a obecné teorii relativity

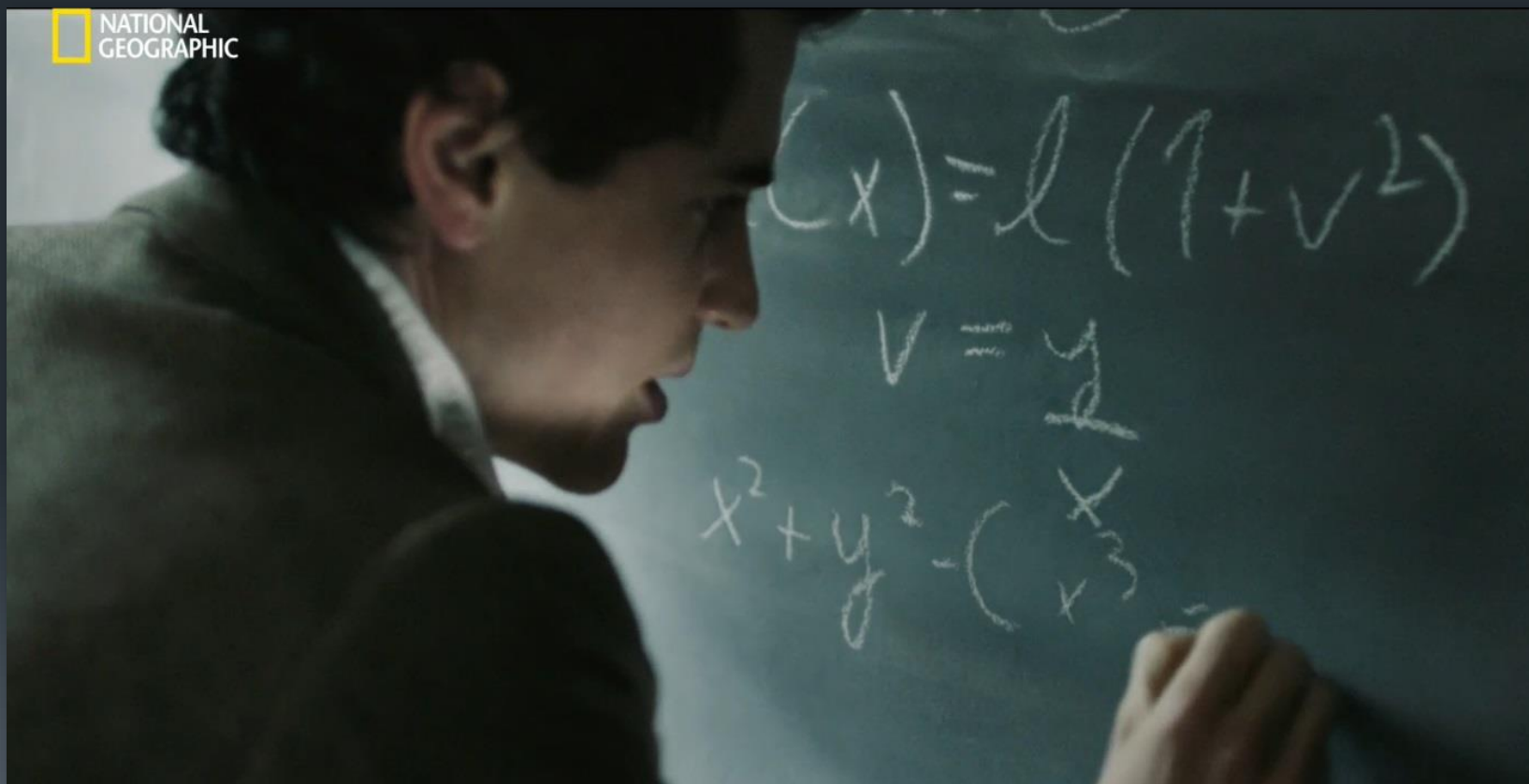
Über die spezielle und allgemeine Relativitätstheorie 1. Vorlesung, 1921



hodina matematiky, gymnázium Mnichov, 1894

Einstein bleskově vyřeší diferenciální rovnici a zesměšní pedagoga

scéna 107



hodina matematiky, gymnázium Mnichov, 1894

předloha: diferenciální rovnice a její řešení

připravená tabule

S c . 9 C
MATH class
differential
equation

teacher:

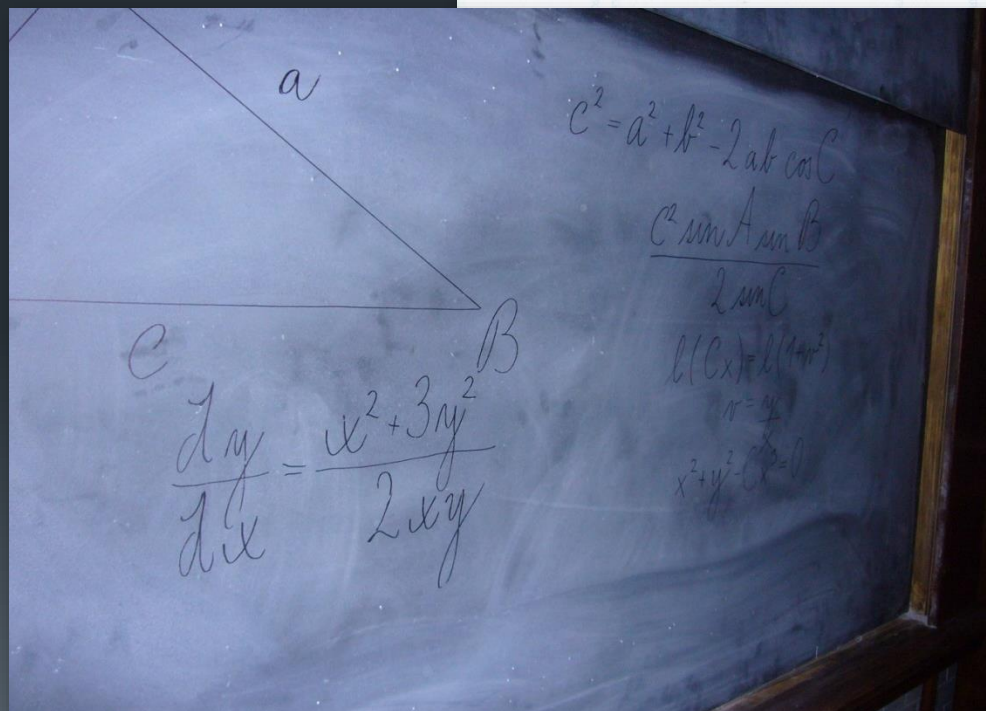
$$\frac{dy}{dx} = \frac{x^2 + 3y^2}{2xy}$$

$$l(Cx) = l(1 + v^2)$$

$$v = \frac{y}{x}$$

$$x^2 + y^2 - Cx^3 = 0$$

přirozený logaritmus označen
symbolem **l**, nikoli **ln** či **log**



natáčení: Strašnice 12. 11. 2016

první setkání Alberta s Milevou, 1896

Polytechnika v Curychu, po přednášce z matematické analýzy



scéna 166

Lenardova přednáška: Heidelberg, 1922

objev a studium katodového záření

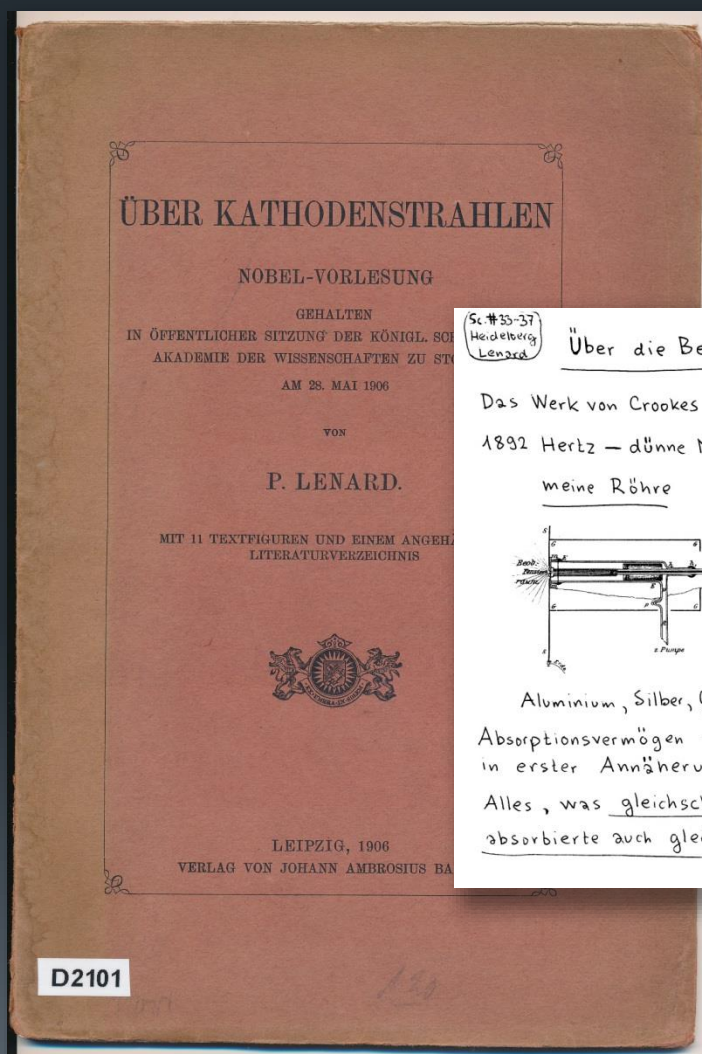


scéna 135

zdroj: National Geographic

Lenardova přednáška: Heidelberg, 1922

originální zdroj: Lenardova nobelovská přednáška z roku 1906



předloha tabule

Sc. #33-37
Heidelberg
Lenard

Über die Beobachtung langsamer Kathodenstrahlen

Das Werk von Crookes - der Schatten des Kreuzes, wird im Magnetfelde gekrümmt
1892 Hertz - dünne Metallblätter
meine Röhre
Aluminium, Silber, Gold
Absorptionsvermögen zu messen
in erster Annäherung:
Alles, was gleichschwer war,
absorbierte auch gleich stark

1892 Röntgen - X-Strahlen
die Kathodenstrahlen schleudern
negative Elektrizität
das Elektrometer
äußerst langsame Kathodenstrahlen
sekundäre Kathodenstrahlung

Erzeugung durch Licht 27

und auch später wiederholt vergeblich, die eventuellen Strahlen im Vakuum auf Phosphoreszenzschirmen zu finden. Erst der auf Grund von RIGHIS Arbeiten (14) gefaßte Entschluß, das Elektrometer an Stelle des Phosphoreszenzschirmes zu benutzen, brachte die Existenz der Strahlen zum Vorschein. Hier ist der benutzte Apparat (Fig. 10). U ist die Platte, welche belichtet werden soll, sie befindet sich im vollständigen Vakuum; der äußere Raum bei B läßt das ultraviolette Licht ein. Von U

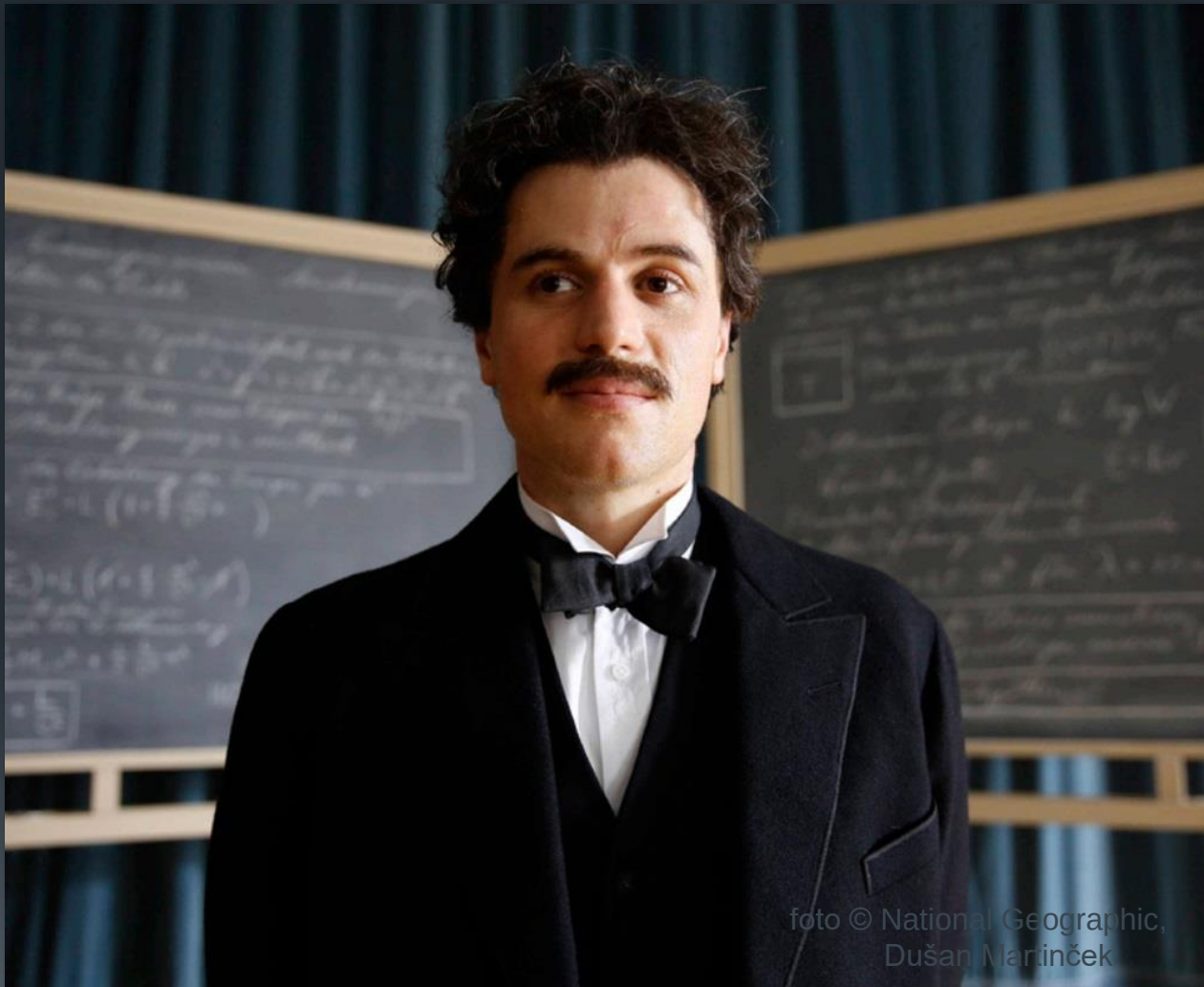
Fig. 10 (ca. $\frac{1}{3}$ natürl. Gr.).

ann die Kathodenstrahlen, von welchen die Gegen- dem Loch ein schmales Bündel aussondert. Dieses die kleine Platte α , welche die von dem Bündel mit- negative Ladung sammelt und dadurch die Existenz g am Elektrometer anzeigt. Wir nähern der Röhre e Weise einen Magneten oder die punktierte Strom- den nun die Ladung auf der Platte β statt auf α , daß der unsichtbare Strahl auch wirklich vom gelenkt wird, und zwar in dem für Kathodenstrahlen une. Die quantitative Durchführung des Versuchs e Ablenkung auch von richtiger Größe ist, daß dasselbe wischen Ladung und Masse der Quanten vorliegt, i den in Entladungsröhren erzeugten Strahlen (32; 46).

in dieser Weise die Erzeugung von Kathoden- durch ultraviolettes Licht außer Zweifel gesetzt und

**Knihovna dějin přírodních věd MFF
zvláštní poděkování knihovnicím
K. Dobiášové a M. Kahounové**

5. epizoda: Einstein v Salzburgu, září 1909



scéna 516

setkání
Společnosti německých
přírodovědců a lékařů

přednáška
„O nedávných změnách,
jimiž prošel náš pohled
na podstatu světla“

foto © National Geographic,
Dušan Martinček

předloha obou tabulí a originální text přednášky

Über die neueren Umwandlungen welche unsere Anschauungen
über die Natur des Lichtes erfahren haben

das Prinzip der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit und der Relativitätsprinzip
zwei Koordinatensysteme K, K' $x^2 + y^2 + z^2 - ct^2 = x'^2 + y'^2 + z'^2 - ct'^2$

Es zeigt sich nämlich, daß die träge Masse eines Körpers um L/c^2
abnimmt, wenn derselbe die Strahlungsenergie L emittiert.

$E_0 = E_1 + L$ das Prinzip von der Erhaltung der Energie für K'
 $E'_0 = E'_1 + L' = E'_1 + L \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = E'_1 + L (1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} + \dots)$
durch Subtraktion
 $(E'_0 - E_0) = (E'_1 - E_1) + L (\frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} - \dots)$

kinetische Energie des Körpers vor der Lichtaussendung $\frac{1}{2} M_0 v^2$
kinetische Energie nach der Lichtaussendung $\frac{1}{2} M_1 v^2 + \frac{1}{2} \frac{L}{c^2} v^2$
Es scheinen Energie und Masse ebenso als äquivalente Größen wie Wärme und mechanische Energie.

$M_0 = M_1 + \frac{L}{c^2}$

$E=mc^2$, důsledek speciální teorie relativity

Die Konstitution der Strahlung scheint also eine andere zu sein,
als unsere Undulationstheorie folgern läßt.

Hohlraum T die Theorie der Temperaturstrahlung — Herr Planck
Strahlungsmenge $\mathcal{Q}(\tau, T) d\tau$, Frequenz zwischen $\tau, \tau+d\tau$
sehr viele N Resonatoren

Boltzmann Entropie $k \cdot \log W$
Wienschen Verschiebungsgesetz $\epsilon = h\nu$
Plancksche Strahlungsformel
mit aller Erfahrung Übereinstimmende
aber $\frac{E}{T} = 6,5 \cdot 10^{-4}$ für $\lambda = 0,5 \mu$ und $T = 1700$!

Die Plancksche Theorie annehmen heißt nach meiner Meinung
geradezu die Grundlagen unserer Strahlungstheorie verwerfen

der Lichtquantenhypothese

záření tělesa, kvantová hypotéza světla

820

Physikalische Zeitschrift. 10. Jahrgang. No. 22.

lichen Transformationsgleichungen für den Übergang von einem Koordinatensystem zu einem relativ zu ihm gleichförmig bewegten Koordinatensystem auf willkürlichen Annahmen beruhen. Läßt man diese fallen, so zeigt sich, daß man das Fundament der Lorentzschen Theorie bzw. allgemeiner das Prinzip der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit mit dem Relativitätsprinzip in Einklang bringen kann. Man gelangt so zu neuen, durch die beiden Prinzipie eindeutig bestimmten Gleichungen der Koordinatentransformation, welche bei passender Wahl der Anfangspunkte von Koordinaten und Zeiten dadurch charakterisiert sind, daß durch sie die Gleichung

$x^2 + y^2 + z^2 - c^2 t^2 = x'^2 + y'^2 + z'^2 - c^2 t'^2$
zu einer Identität wird. Hierbei bedeutet c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, x, y, z sind Raum-Zeit-Koordinaten in bezug auf K, x', y', z', t in bezug auf K' .

Dieser Weg führt zu der sogenannten Relativitätstheorie, von deren Konsequenzen ich hier nur eine einzige anführen möchte, weil sie eine gewisse Modifikation der Grundanschauungen auf dem Gebiete der Physik mit sich bringt. Es zeigt sich nämlich, daß die träge Masse eines Körpers um L/c^2 abnimmt, wenn derselbe die Strahlungsenergie L emittiert. Man kann dazu auf folgendem Wege gelangen.

Wir betrachten einen unbewegten, freischwebenden Körper, welcher nach zwei entgegengesetzten Richtungen die gleiche Energiemenge in Form von Strahlung aussendet. Dabei bleibt der Körper in Ruhe. Bezeichnen wir mit E_0 die Energie des Körpers vor der Emission, mit E_1 dessen Energie nach der Emission, mit L die Menge der emittierten Strahlung, so hat man nach dem Energieprinzip

$$E_0 = E_1 + L.$$

Wir betrachten nun den Körper sowie die von denselben emittierte Strahlung von einem Koordinatensystem aus, relativ zu welchem sich der Körper mit der Geschwindigkeit v bewegt. Es liefert dann die Relativitätstheorie die Mittel, um die Energie der ausgesandten Strahlung bezüglich des neuen Koordinatensystems zu berechnen. Man erhält hierfür den Wert

$$L' = L \cdot \frac{1}{1 - \frac{v^2}{c^2}}.$$

Da in bezug auf das neue Koordinatensystem ebenfalls das Prinzip von der Erhaltung der Energie gelten muß, erhält man in analoger Bezeichnungsweise

$$E'_0 = E'_1 + L' \frac{1}{1 - \frac{v^2}{c^2}}.$$

Durch Subtraktion erhält man unter Weglassung der Glieder, welche in v/c von vierter und höherer Ordnung sind:

$$(E'_0 - E_0) = (E'_1 - E_1) + \frac{1}{2} \frac{L}{c^2} v^2.$$

Nun ist aber $E'_0 - E_0$ nichts anderes als die kinetische Energie des Körpers vor der Lichtaussendung, $E'_1 - E_1$ nichts anderes als dessen kinetische Energie nach der Lichtaussendung. Nennt man M_0 die Masse des Körpers vor der Aussendung, M_1 dessen Masse nach der Lichtaussendung, so kann man unter Vernachlässigung der Glieder höherer als zweiten Grades setzen:

$$\frac{1}{2} M_0 v^2 = \frac{1}{2} M_1 v^2 + \frac{1}{2} \frac{L}{c^2} v^2$$

oder

$$M_0 = M_1 + \frac{L}{c^2}.$$

Es vermindert sich also die träge Masse eines Körpers bei Lichtaussendung. Die abgegebene Energie figuriert als Teil der Masse des Körpers. Man kann hieraus weiter schließen, daß jegliche Energieaufnahme bzw. -abgabe eine Zu- bzw. Abnahme der Masse des betreffenden Körpers mit sich bringt. Es erscheinen Energie und Masse ebenso als äquivalente Größen wie Wärme und mechanische Energie.

Die Relativitätstheorie hat also unsere Anschauungen über die Natur des Lichtes insofern geändert, als sie das Licht nicht als Folge von Zuständen eines hypothetischen Mediums auffaßt, sondern als etwas wie die Materie selbstständig Bestehendes. Es hat ferner nach dieser Theorie mit einer Korpuskulartheorie des Lichtes das Merkmal gemeinsam, träge Masse vom emittierenden zum absorbierenden Körper zu übertragen. An unserer Auffassung von der Struktur der Strahlung, insbesondere von der Verteilung der Energie in dem durchstrahlten Raume änderte die Relativitätstheorie nichts. Es ist jedoch meine Meinung, daß wir in bezug auf diese Seite der Frage am Anfange einer noch nicht überschaubaren, jedoch zweifellos höchst bedeutsamen Entwicklung stehen. Was ich im folgenden vorbringen werde, ist größtenteils bloße persönliche Meinung bzw. Ergebnis von Überlegungen, welche eine genügende Nachprüfung durch andere noch nicht erfahren haben. Wenn ich dieselben trotzdem hier vorbringe, so ist dies nicht auf übermäßiges Vertrauen in die eigenen Ansichten zurückzuführen, sondern auf die Hoffnung, den einen oder anderen von Ihnen dazu veranlassen zu können, sich mit den in Betracht kommenden Fragen abzugeben.

Auch ohne tiefer in irgendwelche theoretische Betrachtung einzugehen, bemerkt man, daß unsere Lichttheorie gewisse fundamentale Eigenschaften der Lichtphänomene nicht zu er-

tabule při natáčení

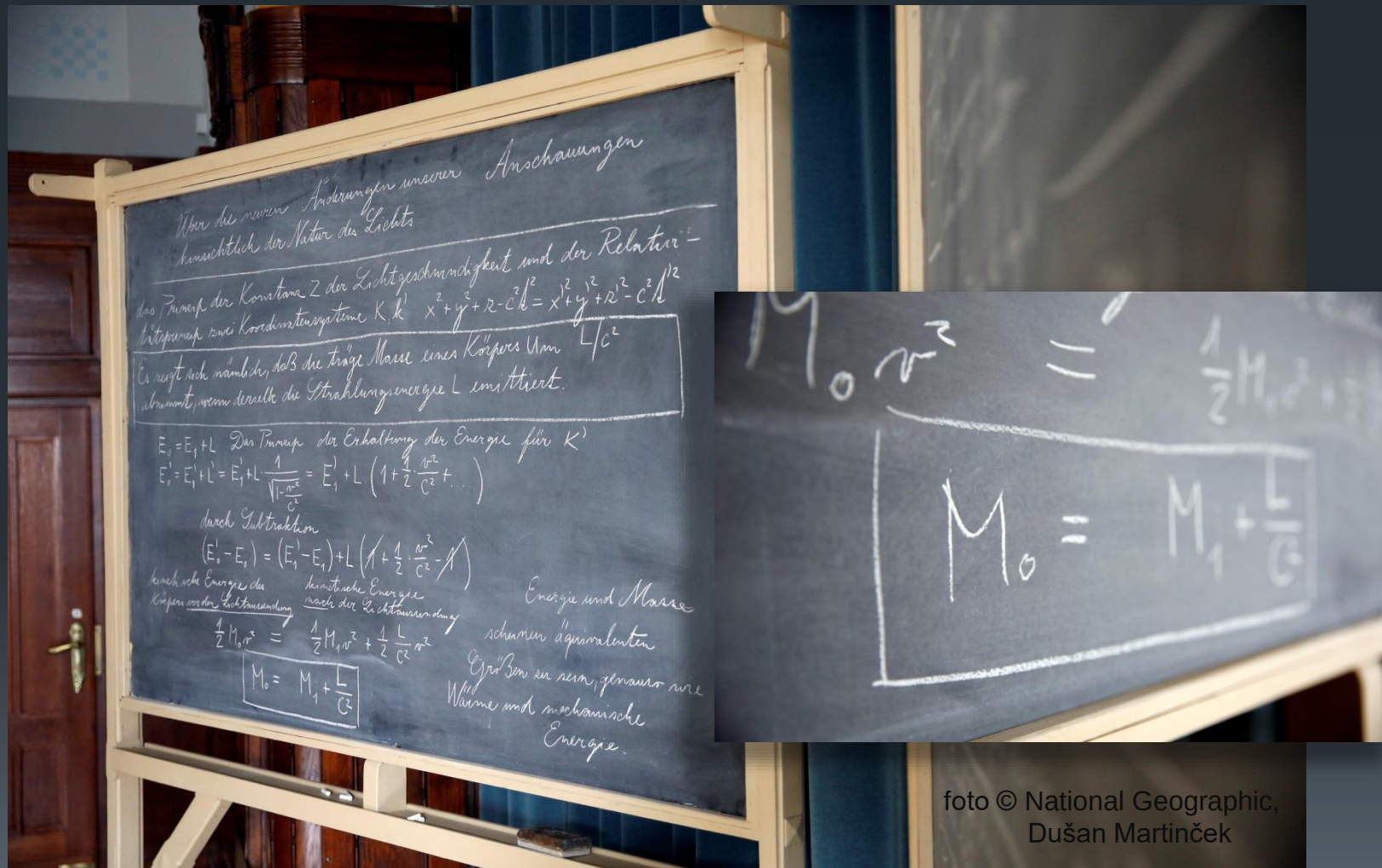


foto © National Geographic,
Dušan Martinček

tabule při natáčení

Die Konstitution der Strahlung scheint also eine andere zu sein,
als unsere Undulations-theorie zu folgern läßt.

Gloßraum
T

die Theorie der Temperaturstrahlung - Herr Planck

Strahlungs-menge $\rho(\nu, T) d\nu$, Frequenz zwischen $\nu, \nu + d\nu$
sehr viele N Resonanzen

Boltzmann Entropie $k \cdot \log W$

Wiensches Gesetz

$$E = h\nu$$

Plancksche Strahlungsformel
mit aller Erfahrung Uebereinstimmende

$$\rho = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

aber $\frac{E}{\bar{E}} = 6,5 \cdot 10^4$ für $\lambda = 0,5 \mu$ und $T = 1700!$

Die Plancksche Theorie anzunehmen, heißt meiner Meinung nach
geradezu die Grundlagen unserer Strahlungstheorie zu verwerfen

Die Lichtquanten-hypothese

Génius.

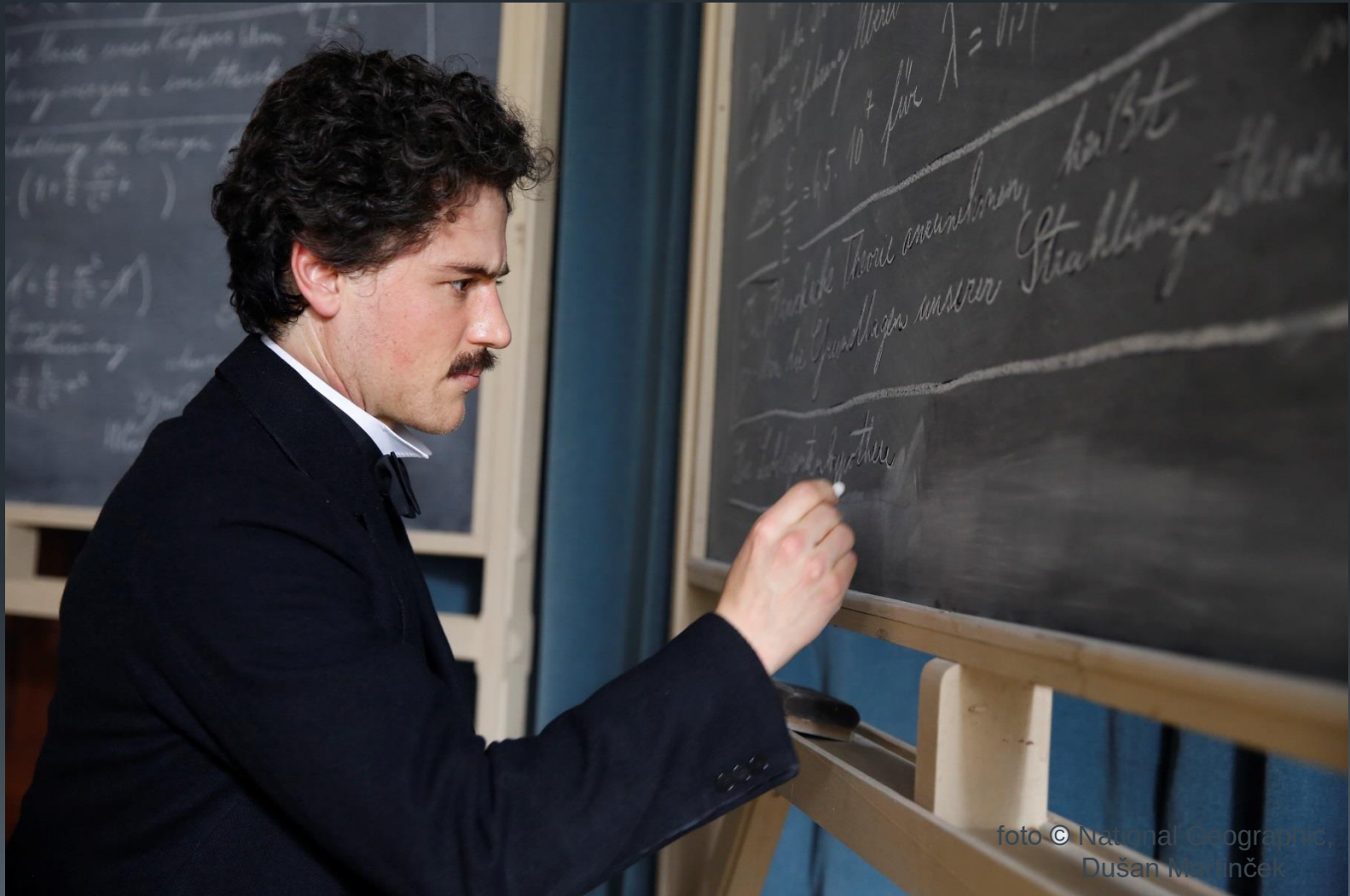


foto © National Geographic,
Dušan Martínček

Génius.

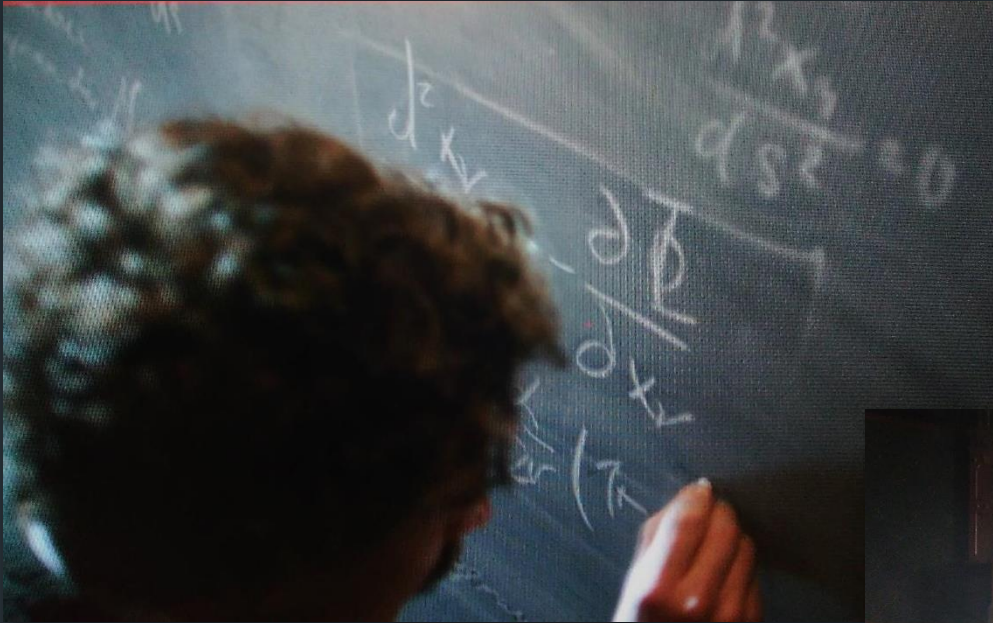


NATIONAL
GEOGRAPHIC



foto © National Geographic,
Dušan Martinček

7. epizoda: Einstein dokončuje obecnou relativitu



Einsteinův „zázračný“
listopad 1915

Berlín
Pruská akademie

natáčení: Liberec, 11.1. 2017



Einstein dokončuje obecnou relativitu, 1915

4 pojednání předložené v Berlíně
Pruské akademii věd na zasedáních

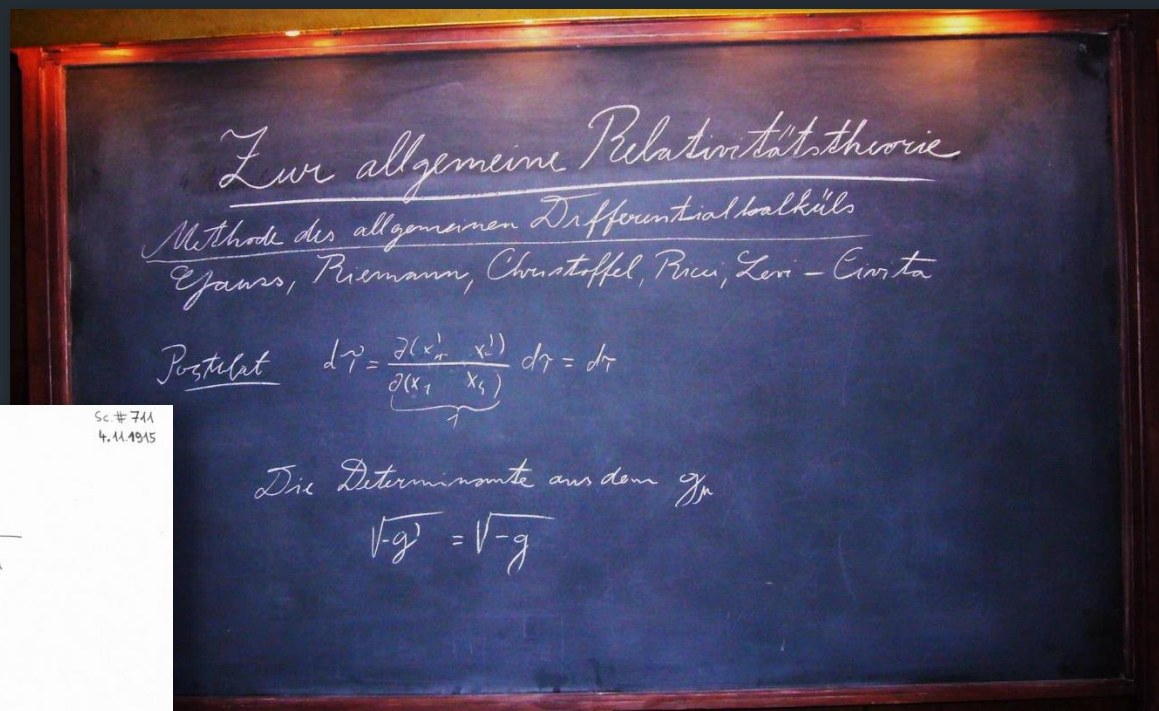
4.11. scény 711,717,719

11.11. scéna není

18.11. scény 722,725

25.11. scény 732

celkem 12 tabulí



Zur allgemeinen Relativitätstheorie

Sc. # 744
4.11.1915

4 November 1915 , 11. 18. 25.

Methode des allgemeinen Differentialkalküls

Gauss, Riemann, Christoffel, Ricci, Levi-Civita

Bildungsgesetze der Kovarianten

das vierdimensionale Volumelement $d\tau$

$$d\tau' = \frac{\partial(x_1' \dots x_4')}{\partial(x_1 \dots x_4)} d\tau = d\tau$$

Postulat: $\frac{\partial(x_1' \dots x_4')}{\partial(x_1 \dots x_4)} = 1$

die Determinante aus den $g_{\mu\nu}$ ist also eine Invariante

$$\sqrt{-g'} = \sqrt{-g}$$

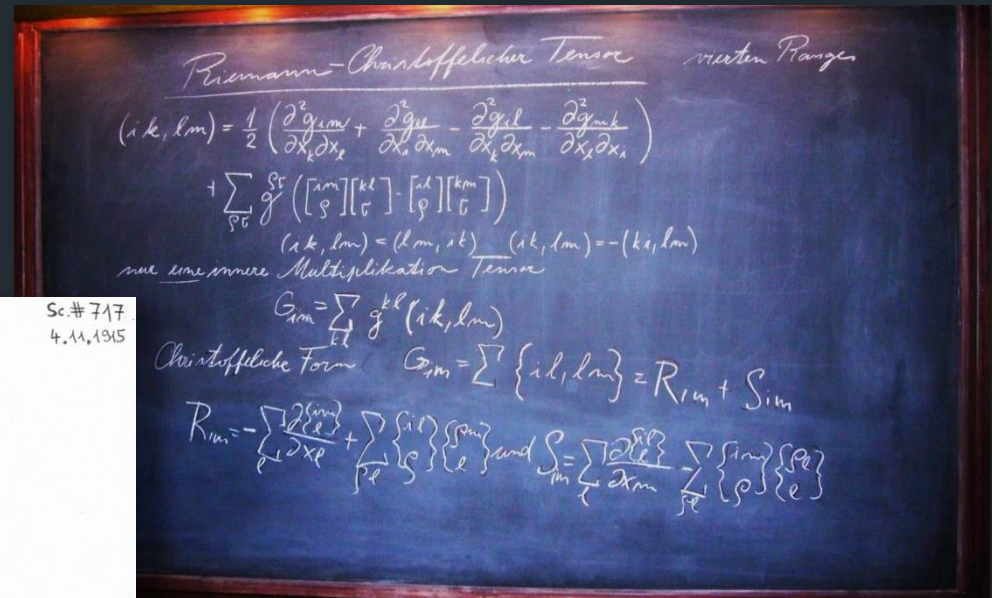
podrobně viz záznam přednášky 11. 5. 2017
cyklu MFF Fyzika jako dobrodružství poznání

vznik obecné relativity: 4.11.1915

scéna 717

matematický formalismus
a předběžné rovnice pole

předloha a výsledná tabule



Riemann - Christoffelschen Tensor vierten Ranges

$$(ik, lm) = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 g_{im}}{\partial x_k \partial x_l} + \frac{\partial^2 g_{kl}}{\partial x_i \partial x_m} - \frac{\partial^2 g_{il}}{\partial x_k \partial x_m} - \frac{\partial^2 g_{km}}{\partial x_i \partial x_l} \right) + \sum_{\sigma} g^{\sigma} \left(\begin{bmatrix} im \\ \sigma \end{bmatrix} \begin{bmatrix} kl \\ \sigma \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} il \\ \sigma \end{bmatrix} \begin{bmatrix} km \\ \sigma \end{bmatrix} \right)$$

$(ik, lm) = (lm, ik) \quad (ik, lm) = -(ki, lm)$
nur eine innere Multiplikation Tensor

$$G_{im} = \sum_{kl} g^{kl} (ik, lm)$$

Christoffel Form $G_{im} = \sum_l \{il, lm\} = R_{im} + S_{im}$

$$R_{im} = - \sum_l \frac{\partial \{il\}}{\partial x_l} + \sum_{\sigma} \left\{ \begin{matrix} il \\ \sigma \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} \sigma m \\ l \end{matrix} \right\} \text{ und } S_{im} = \sum_l \frac{\partial \{il\}}{\partial x_m} - \sum_{\sigma} \left\{ \begin{matrix} im \\ \sigma \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} \sigma l \\ l \end{matrix} \right\}$$

vznik obecné relativity: 4.11.1915

originální zdroj:

scény 711, 717, 719

Zur allgemeinen Relativitätstheorie.

VON A. EINSTEIN.

In den letzten Jahren war ich bemüht, auf die Voraussetzung der Relativität auch nicht gleichförmiger Bewegungen eine allgemeine Relativitätstheorie zu gründen. Ich glaubte in der Tat, das einzige Gravitationsgesetz gefunden zu haben, das dem sinngemäß gefaßten, allgemeinen Relativitätspostulate entspricht, und suchte die Notwendigkeit gerade dieser Lösung in einer im vorigen Jahre in diesen Sitzungsberichten erschienenen Arbeit¹ darzutun.

Eine erneute Kritik zeigte mir, daß sich jene Notwendigkeit auf dem dort eingeschlagenen Wege absolut nicht erweisen läßt; daß dies doch der Fall zu sein schien, beruhte auf Irrtum. Das Postulat der Relativität, soweit ich es dort gefordert habe, ist stets erfüllt, wenn man das HAMILTONSCHE Prinzip zugrunde legt; es liefert aber in Wahrheit keine Handhabe für eine Ermittlung der HAMILTONSCHEN Funktion H des Gravitationsfeldes. In der Tat drückt die Wahl von H einschränkende Gleichung (77) a. a. O. nichts anderes aus, als daß H eine Invariante bezüglich linearer Transformationen sein soll, welche Forderung mit der der Relativität der Beschleunigung nichts zu schaffen hat. Ferner wird die durch Gleichung (78) a. a. O. getroffene Wahl durch Gleichung (77) keineswegs festgelegt.

Aus diesen Gründen verlor ich das Vertrauen zu den von mir aufgestellten Feldgleichungen vollständig und suchte nach einem Wege, der die Möglichkeiten in einer natürlichen Weise einschränkte. So gelangte ich zu der Forderung einer allgemeineren Kovarianz der Feldgleichungen zurück, von der ich vor drei Jahren, als ich zusammen mit meinem Freunde GROSSMANN arbeitete, nur mit schwerem Herzen abgegangen war. In der Tat waren wir damals der im nachfolgenden gegebenen Lösung des Problems bereits ganz nahe gekommen.

Wie die spezielle Relativitätstheorie auf das Postulat gegründet ist, daß ihre Gleichungen bezüglich linearer, orthogonaler Transfor-

¹ Die formale Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie. Sitzungsberichte XLII, 1914, S. 1066—1077. Im folgenden werden Gleichungen dieser Abhandlungen beim Zitierten durch den Zusatz „a. a. O.“ von solchen der vorliegenden Arbeit unterschieden.

Ein Vergleich mit (41b) zeigt, daß bei unserer Festsetzung das Gesetz für die Divergenz dasselbe ist, wie gemäß dem allgemeinen Differentialkalkül das Gesetz für die Divergenz des V -Tensors. Daß diese Bemerkung für beliebige Tensordivergenzen gilt, läßt sich aus (5) und (5a) leicht ableiten.

3. Die tiefgreifendste Vereinfachung bringt unsere Beschränkung auf Transformationen von der Determinante 1 hervor für diejenigen Kovarianten, die aus den $g_{\alpha\beta}$ und ihren Ableitungen allein gebildet werden können. Die Mathematik lehrt, daß diese Kovarianten alle von dem RIEMANN-CHRISTOFFELSCHEN Tensor vierten Ranges abgeleitet werden können, welcher (in seiner kovarianten Form) lautet:

$$(ik, lm) = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 g_{im}}{\partial x_k \partial x_l} + \frac{\partial^2 g_{kl}}{\partial x_i \partial x_m} - \frac{\partial^2 g_{il}}{\partial x_k \partial x_m} - \frac{\partial^2 g_{mk}}{\partial x_i \partial x_l} \right) + \sum_{rs} g^{rs} \left(\begin{matrix} im \\ \rho \end{matrix} \right) \left[\begin{matrix} kl \\ \sigma \end{matrix} \right] - \left[\begin{matrix} il \\ \rho \end{matrix} \right] \left[\begin{matrix} km \\ \sigma \end{matrix} \right] \quad (10)$$

Das Problem der Gravitation bringt es mit sich, daß wir uns besonders für die Tensoren zweiten Ranges interessieren, welche aus diesem Tensor vierten Ranges und den $g_{\alpha\beta}$ durch innere Multiplikation gebildet werden können. Infolge der aus (10) ersichtlichen Symmetrie-Eigenschaften des RIEMANNSCHEN Tensors

$$\begin{aligned} (ik, lm) &= (lm, ik) \\ (ik, lm) &= -(ki, lm) \end{aligned} \quad (11)$$

kann eine solche Bildung nur auf eine Weise vorgenommen werden; es ergibt sich der Tensor

$$G_{lm} = \sum_{ik} g^{ik} (ik, lm). \quad (12)$$

Wir leiten diesen Tensor für unsere Zwecke jedoch vorteilhafter aus einer zweiten, von CHRISTOFFEL angegebenen Form des Tensors (10) ab, nämlich aus¹

$$(ik, lm) = \sum_{\rho} g^{\rho\sigma} (i\rho, l\sigma) = \frac{\partial \{ \begin{smallmatrix} i\sigma \\ \rho \end{smallmatrix} \}}{\partial x_m} - \frac{\partial \{ \begin{smallmatrix} l\sigma \\ \rho \end{smallmatrix} \}}{\partial x_l} + \sum_{\tau} \left[\begin{matrix} i\sigma \\ \rho \end{matrix} \right] \left\{ \begin{matrix} \tau m \\ k \end{matrix} \right\} - \left\{ \begin{matrix} im \\ \rho \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} \tau l \\ k \end{matrix} \right\} \right] \quad (13)$$

Aus diesem ergibt sich der Tensor G_{lm} , indem man ihn mit dem Tensor

$$\delta_k^i = \sum_{\alpha} g_{\alpha\alpha} g^{\alpha i}$$

multipliziert (innere Multiplikation):

¹ Einen einfachen Beweis für den Tensorcharakter dieses Ausdrucks findet man auf S. 1053 meiner mehrfach zitierten Arbeit.

vznik obecné relativity: 18.11.1915

stáčení perihélia Merkura

scéna 722

Erklärung der Perihelbewegung des Merkur
aus der allgemeinen Relativitätstheorie

Sc.# 722A
18.11.1915

Leverrier - säkulare Drehung der Merkurbahn
etwa 45" im Jahrhundert

Das Gravitationsfeld im Vakuum $\sum_{\alpha} \frac{\partial \Gamma_{\alpha\gamma}^{\alpha}}{\partial x_{\alpha}} + \sum_{\alpha\beta} \Gamma_{\alpha\beta}^{\alpha} \Gamma_{\gamma\alpha}^{\beta} = 0$,

wobei $\Gamma_{\mu\nu}^{\alpha} = -\frac{1}{2} \sum_{\beta} g_{\mu\beta}^{\alpha} [\gamma^{\nu}] = -\frac{1}{2} \sum_{\beta} g_{\mu\beta}^{\alpha} \left(\frac{\partial g_{\mu\beta}}{\partial x_{\nu}} + \frac{\partial g_{\nu\beta}}{\partial x_{\mu}} - \frac{\partial g_{\mu\nu}}{\partial x_{\beta}} \right)$.

die Sonne - Massenpunkt

$g_{\mu\nu}$ in "nullter Näherung"

$$\begin{matrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & +1 \end{matrix}$$

Erste Approximation

$$\begin{aligned} g_{\alpha\beta} &= -\delta_{\alpha\beta} - \frac{1}{2} \frac{x_{\alpha} x_{\beta}}{r^3} \\ g_{44} &= 1 - \frac{1}{r} \quad g_{\alpha\beta} = g_{\beta\alpha} = 0 \\ r &= \sqrt{x_1^2 + x_2^2 + x_3^2} \quad \frac{1}{2} \text{ die Sonnenmasse} \end{aligned}$$

Zweite Approximation

$$\Gamma_{44}^{\alpha} = -\frac{1}{2} \cdot \frac{x_{\alpha}}{r^3} \left(1 - \frac{1}{r} \right)$$

Sc.# 722B
18.11.1915

Die Planetenbewegung

$$\frac{d^2 x_{\nu}}{ds^2} = \sum_{\sigma\tau} \Gamma_{\sigma\tau}^{\nu} \frac{dx_{\sigma}}{ds} \frac{dx_{\tau}}{ds}$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2 x_{\nu}}{ds^2} &= \Gamma_{44}^{\nu} = -\frac{1}{2} \cdot \frac{x_{\nu}}{r^3} \quad (\nu=1,2,3) \\ \frac{d^2 x_4}{ds^2} &= 0 \quad s=x_4 \end{aligned}$$

Dann sind die ersten drei Gleichungen genau die Newtonschen

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \dot{u}^2 + \Phi &= A \\ r^2 \frac{d\varphi}{ds} &= B \end{aligned}$$

Energiesatz

Flächensatz

Wir haben nun die Gleichungen um eine Größenordnung
genauer auszuwerten:

$$\begin{aligned} \frac{dx_4}{ds} &= 1 + \frac{1}{r} \quad \left(1 - 2A + \frac{3B^2}{r^2} \right) \\ \frac{d^2 x_{\nu}}{ds^2} &= -\frac{1}{2} \cdot \frac{x_{\nu}}{r^3} \left(1 + \frac{1}{r} + 2\dot{u}^2 - 3 \left(\frac{dr}{ds} \right)^2 \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2 x_{\nu}}{ds^2} &= -\frac{\partial \Phi}{\partial x_{\nu}} \\ \Phi &= -\frac{1}{2r} \left(1 + \frac{B^2}{r^2} \right) \end{aligned}$$

Erklärung der Perihelbewegung des Merkur
aus der allgemeinen Relativitätstheorie

Leverrier - säkulare Drehung der Merkurbahn
etwa 45" im Jahrhundert

Das Gravitationsfeld im Vakuum $\sum_{\alpha} \frac{\partial \Gamma_{\alpha\gamma}^{\alpha}}{\partial x_{\alpha}} + \sum_{\alpha\beta} \Gamma_{\alpha\beta}^{\alpha} \Gamma_{\gamma\alpha}^{\beta} = 0$

wobei $\Gamma_{\mu\nu}^{\alpha} = -\frac{1}{2} \sum_{\beta} g_{\mu\beta}^{\alpha} [\gamma^{\nu}] = -\frac{1}{2} \sum_{\beta} g_{\mu\beta}^{\alpha} \left(\frac{\partial g_{\mu\beta}}{\partial x_{\nu}} + \frac{\partial g_{\nu\beta}}{\partial x_{\mu}} - \frac{\partial g_{\mu\nu}}{\partial x_{\beta}} \right)$

die Sonne - Massenpunkt

$g_{\mu\nu}$ in "nullter Näherung"

$$\begin{matrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & +1 \end{matrix}$$

Erste Approximation

$$\begin{aligned} g_{\alpha\beta} &= -\delta_{\alpha\beta} - \frac{1}{2} \frac{x_{\alpha} x_{\beta}}{r^3} \\ g_{44} &= 1 - \frac{1}{r} \quad g_{\alpha\beta} = g_{\beta\alpha} = 0 \\ r &= \sqrt{x_1^2 + x_2^2 + x_3^2} \quad \frac{1}{2} \text{ die Sonnenmasse} \end{aligned}$$

Zweite Approximation

$$\Gamma_{44}^{\alpha} = -\frac{1}{2} \cdot \frac{x_{\alpha}}{r^3} \left(1 - \frac{1}{r} \right)$$

Die Planetenbewegung

$$\frac{d^2 x_{\nu}}{ds^2} = \sum_{\sigma\tau} \Gamma_{\sigma\tau}^{\nu} \frac{dx_{\sigma}}{ds} \frac{dx_{\tau}}{ds}$$

Dann sind die ersten drei
Gleichungen genau die Newtonschen

$$\begin{aligned} \frac{d^2 x_{\nu}}{ds^2} &= \Gamma_{44}^{\nu} = -\frac{1}{2} \cdot \frac{x_{\nu}}{r^3} \quad (\nu=1,2,3) \\ \frac{d^2 x_4}{ds^2} &= 0 \quad s=x_4 \\ \Phi &= -\frac{1}{2r} \left(1 + \frac{B^2}{r^2} \right) \end{aligned}$$

Wir haben nun die Gleichungen um eine Größenordnung
genauer auszuwerten:

$$\begin{aligned} \frac{dx_4}{ds} &= 1 + \frac{1}{r} \quad \left(1 - 2A + \frac{3B^2}{r^2} \right) \\ \frac{d^2 x_{\nu}}{ds^2} &= -\frac{1}{2} \cdot \frac{x_{\nu}}{r^3} \left(1 + \frac{1}{r} + 2\dot{u}^2 - 3 \left(\frac{dr}{ds} \right)^2 \right) \end{aligned}$$

scéna 725: psaní tabule

kaligraf L. Kouba, Liberecká radnice, 11.1. 2017



vznik obecné relativity: 18.11.1915

originální zdroj:

scény 722, 725

Erklärung der Perihelbewegung des Merkur aus der allgemeinen Relativitätstheorie.

VON A. EINSTEIN.

In einer jüngst in diesen Berichten erschienenen Arbeit, habe ich Feldgleichungen der Gravitation aufgestellt, welche bezüglich beliebiger Transformationen von der Determinante 1 kovariant sind. In einem Nachtrage habe ich gezeigt, daß jenen Feldgleichungen allgemein kovariante entsprechen, wenn der Skalar des Energietensors der »Materie« verschwindet, und ich habe dargetan, daß der Einführung dieser Hypothese, durch welche Zeit und Raum der letzten Spur objektiver Realität beraubt werden, keine prinzipiellen Bedenken entgegenstehen¹.

In der vorliegenden Arbeit finde ich eine wichtige Bestätigung dieser radikalsten Relativitätstheorie: es zeigt sich nämlich, daß sie die von LEVERRIER entdeckte säkulare Drehung der Merkurbahn im Sinne der Bahnbewegung, welche etwa 45" im Jahrhundert beträgt qualitativ und quantitativ erklärt, ohne daß irgendwelche besondere Hypothese zugrunde gelegt werden müßte².

Es ergibt sich ferner, daß die Theorie eine stärkere (doppelt so starke) Lichtstrahlenkrümmung durch Gravitationsfelder zur Konsequenz hat als gemäß meinen früheren Untersuchungen.

¹ In einer bald folgenden Mitteilung wird gezeigt werden, daß jene Hypothese entbehrlich ist. Wesentlich ist nur, daß eine solche Wahl des Bezugssystems möglich ist, daß die Determinante $|g_{\mu\nu}|$ den Wert -1 annimmt. Die nachfolgende Untersuchung ist hiervon unabhängig.

² Über die Unmöglichkeit, die Anomalien der Merkurbewegung auf der Basis der NEWTONSchen Theorie befriedigend zu erklären, schrieb E. FRIEDLICH jüngst einen beachtenswerten Aufsatz (Astr. Nachr. 4803, Bd. 201. Juni 1915).

(in Sekunden) ein, so erhält man, wenn c die Lichtgeschwindigkeit in cm/sec. bedeutet:

$$\varepsilon = 24 \pi^3 \frac{a^2}{T^2 c^2 (1 - e^2)}. \quad (14)$$

Die Rechnung liefert für den Planeten Merkur ein Vorschreiten des Perihels um 43" in hundert Jahren, während die Astronomen $45'' \pm 5''$ als unerklärten Rest zwischen Beobachtungen und NEWTONScher Theorie angeben. Dies bedeutet volle Übereinstimmung.

Für Erde und Mars geben die Astronomen eine Vorwärtsbewegung von 11" bzw. 9" in hundert Jahren an, während unsere Formel nur 4" bzw. 1" liefert. Es scheint jedoch diesen Angaben wegen der zu geringen Exzentrizität der Bahnen jener Planeten ein geringer Wert eigen zu sein. Maßgebend für die Sicherheit der Konstatierung der Perihelbewegung ist ihr Produkt mit der Exzentrizität $\left(e \frac{d\pi}{dt}\right)$. Betrachtet man die für diese Größe von NEWCOMB angegebenen Werte

	$e \frac{d\pi}{dt}$
Merkur	$8.48'' \pm 0.43$
Venus	-0.05 ± 0.25
Erde	0.10 ± 0.13
Mars	0.75 ± 0.35

welche ich Hrn. Dr. FREUNDLICH verdanke, so gewinnt man den Eindruck, daß ein Vorrücken des Perihels überhaupt nur für Merkur wirklich nachgewiesen ist. Ich will jedoch ein endgültiges Urteil hierüber gerne den Fachastronomen überlassen.

vznik obecné relativity: 25.11.1915

Einsteinovy finální rovnice gravitačního pole

scéna 732

Die Feldgleichungen der Gravitation

Sc.# 732 A
25.11.1915

Aus der bekannten Riemannschen Kovariante vierten Ranges leitet man folgende Kovariante zweiten Ranges ab:

$$G_{im} = R_{im} + S_{im} \quad \text{mit} \quad R_{im} = - \sum_x \frac{\partial \{^i_m\}}{\partial x_x} + \sum_{\ell \varrho} \{^i_\ell\} \{^{\ell}_\varrho\} \{^{\varrho}_m\}$$

Die allgemein kovarianten zehn Gleichungen in Räumen, in denen „Materie“ fehlt:

$$G_{im} = 0$$

Diese Gleichungen lassen sich einfacher gestalten, wenn man das Bezugssystem so wählt, daß $\sqrt{-g} = 1$ ist.

$$S_{im} = 0, \quad R_{im} = \sum_\ell \frac{\partial \Gamma_{im}^\ell}{\partial x_\ell} + \sum_{\ell \varrho} \Gamma_{i\varrho}^\ell \Gamma_{m\ell}^\varrho = 0.$$

Ist in dem Raume „Materie“ vorhanden, so tritt deren Energietensor auf der rechten Seite.

Sc.# 732 B
25.11.1915

Wir setzen

$$G_{im} = -\kappa \left(T_{im} - \frac{1}{2} g_{im} T \right)$$

wobei $\sum_{\varrho\sigma} g^{\varrho\sigma} T_{\varrho\sigma} = \sum_{\sigma} T_{\sigma}^{\sigma} = T$ gesetzt ist.

T ist der Skalar des Energietensor der „Materie“

Wie stets nehmen wir an, daß die Divergenz des Energietensors der Materie im Sinne des allgemeinen Differentialkalküls verschwinde. Den Erhaltungssatz für Materie und Gravitationsfeld zusammen:

$$\sum_{\lambda} \frac{\partial}{\partial x_{\lambda}} (T_{\sigma}^{\lambda} + t_{\sigma}^{\lambda}) = 0$$

wobei t_{σ}^{λ} gegeben ist durch

$$\kappa t_{\sigma}^{\lambda} = \frac{1}{2} \delta_{\sigma}^{\lambda} \sum_{\mu\nu\alpha\beta} g^{\mu\nu} \Gamma_{\mu\beta}^{\alpha} \Gamma_{\nu\alpha}^{\beta} - \sum_{\mu\nu\alpha} g^{\mu\nu} \Gamma_{\mu\sigma}^{\alpha} \Gamma_{\nu\alpha}^{\lambda}.$$

Die Feldgleichungen der Gravitation

Aus der bekannten Riemannschen Kovariante vierten Ranges leitet man folgende Kovariante zweiten Ranges ab:

$$G_{im} = R_{im} + S_{im} \quad \text{mit} \quad R_{im} = - \sum_x \frac{\partial \{^i_m\}}{\partial x_x} + \sum_{\ell \varrho} \{^i_\ell\} \{^{\ell}_\varrho\} \{^{\varrho}_m\}$$

Die allgemein kovarianten zehn Gleichungen in Räumen, in denen „Materie“ fehlt:

$$G_{im} = 0$$

Diese Gleichungen lassen sich einfacher gestalten, wenn man das Bezugssystem so wählt, daß $\sqrt{-g} = 1$ ist.

$$S_{im} = 0, \quad R_{im} = \sum_{\ell} \frac{\partial \Gamma_{im}^{\ell}}{\partial x_{\ell}} + \sum_{\ell \varrho} \Gamma_{i\varrho}^{\ell} \Gamma_{m\ell}^{\varrho} = 0.$$

Ist in dem Raume „Materie“ vorhanden, so tritt deren Energietensor auf der rechten Seite.

$$G_{im} = -\kappa \left(T_{im} - \frac{1}{2} g_{im} T \right)$$

Wir setzen $\sum_{\varrho\sigma} g^{\varrho\sigma} T_{\varrho\sigma} = \sum_{\sigma} T_{\sigma}^{\sigma} = T$ gesetzt ist. T ist der Skalar des Energietensor der „Materie“

Wie stets nehmen wir an, daß die Divergenz des Energietensors der Materie im Sinne des allgemeinen Differentialkalküls verschwinde. Den Erhaltungssatz für Materie und Gravitationsfeld zusammen:

$$\sum_{\lambda} \frac{\partial}{\partial x_{\lambda}} (T_{\sigma}^{\lambda} + t_{\sigma}^{\lambda}) = 0$$

$$\kappa t_{\sigma}^{\lambda} = \frac{1}{2} \delta_{\sigma}^{\lambda} \sum_{\mu\nu\alpha\beta} g^{\mu\nu} \Gamma_{\mu\beta}^{\alpha} \Gamma_{\nu\alpha}^{\beta} - \sum_{\mu\nu\alpha} g^{\mu\nu} \Gamma_{\mu\sigma}^{\alpha} \Gamma_{\nu\alpha}^{\lambda}.$$

vznik obecné relativity: 25.11.1915

originální zdroj:

scény 732, 735

Die Feldgleichungen der Gravitation.

Von A. EINSTEIN.

In zwei vor kurzem erschienenen Mitteilungen¹ habe ich gezeigt, wie man zu Feldgleichungen der Gravitation gelangen kann, die dem Postulat allgemeiner Relativität entsprechen, d. h. die in ihrer allgemeinen Fassung beliebigen Substitutionen der Raumzeitvariablen gegenüber kovariant sind.

Der Entwicklungsgang war dabei folgender. Zunächst fand ich Gleichungen, welche die NEWTONSCHE Theorie als Näherung enthalten und beliebigen Substitutionen von der Determinante 1 gegenüber kovariant waren. Hierauf fand ich, daß diesen Gleichungen allgemein kovariante entsprechen, falls der Skalar des Energietensors der »Materie« verschwindet. Das Koordinatensystem war dann nach der einfachen Regel zu spezialisieren, daß $\sqrt{-g}$ zu 1 gemacht wird, wodurch die Gleichungen der Theorie eine eminente Vereinfachung erfahren. Dabei mußte aber, wie erwähnt, die Hypothese eingeführt werden, daß der Skalar des Energietensors der Materie verschwinde.

Neuerdings finde ich nun, daß man ohne Hypothese über den Energietensor der Materie auskommen kann, wenn man den Energietensor der Materie in etwas anderer Weise in die Feldgleichungen einsetzt, als dies in meinen beiden früheren Mitteilungen geschehen ist. Die Feldgleichungen für das Vakuum, auf welche ich die Erklärung der Perihelbewegung des Merkur gegründet habe, bleiben von dieser Modifikation unberührt. Ich gebe hier nochmals die ganze Betrachtung, damit der Leser nicht genötigt ist, die früheren Mitteilungen unausgesetzt heranzuziehen.

Aus der bekannten RIEMANNSCHE Kovariante vierten Ranges leitet man folgende Kovariante zweiten Ranges ab:

$$G_{im} = R_{im} + S_{im} \quad (1)$$

$$R_{im} = -\sum_l \frac{\partial}{\partial x_l} \left\{ \begin{matrix} im \\ l \end{matrix} \right\} + \sum_{il} \left\{ \begin{matrix} il \\ z \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} zm \\ l \end{matrix} \right\} \quad (1a)$$

$$S_{im} = \sum_l \frac{\partial}{\partial x_m} \left\{ \begin{matrix} il \\ l \end{matrix} \right\} - \sum_{il} \left\{ \begin{matrix} im \\ z \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} zl \\ l \end{matrix} \right\} \quad (1b)$$

¹ Sitzungsber. XLIV, S. 778 und XLVI, S. 799, 1915.

Die allgemein kovarianten zehn Gleichungen des Gravitationsfeldes in Räumen, in denen »Materie« fehlt, erhalten wir, indem wir ansetzen

$$G_{im} = 0. \quad (2)$$

Diese Gleichungen lassen sich einfacher gestalten, wenn man das Bezugssystem so wählt, daß $\sqrt{-g} = 1$ ist. Dann verschwindet S_{im} wegen (1b), so daß man statt (2) erhält

$$R_{im} = \sum_l \frac{\partial \Gamma_{lm}^l}{\partial x_l} + \sum_{il} \Gamma_{il}^l \Gamma_{ml}^l = 0 \quad (3)$$

$$\sqrt{-g} = 1. \quad (3a)$$

Dabei ist

$$\Gamma_{im}^l = - \left\{ \begin{matrix} im \\ l \end{matrix} \right\} \quad (4)$$

gesetzt, welche Größen wir als die »Komponenten« des Gravitationsfeldes bezeichnen.

Ist in dem betrachteten Raume »Materie« vorhanden, so tritt deren Energietensor auf der rechten Seite von (2) bzw. (3) auf. Wir setzen

$$G_{im} = -\kappa \left(T_{im} - \frac{1}{2} g_{im} T \right), \quad (2a)$$

wobei

$$\sum_{i\tau} g^{i\tau} T_{i\tau} = \sum_{\tau} T_{\tau}^{\tau} = T \quad (5)$$

gesetzt ist; T ist der Skalar des Energietensors der »Materie«, die rechte Seite von (2a) ein Tensor. Spezialisieren wir wieder das Koordinatensystem in der gewohnten Weise, so erhalten wir an Stelle von (2a) die äquivalenten Gleichungen

$$R_{im} = \sum_l \frac{\partial \Gamma_{lm}^l}{\partial x_l} + \sum_{il} \Gamma_{il}^l \Gamma_{ml}^l = -\kappa \left(T_{im} - \frac{1}{2} g_{im} T \right) \quad (6)$$

$$\sqrt{-g} = 1. \quad (3a)$$

Wie stets nehmen wir an, daß die Divergenz des Energietensors der Materie im Sinne des allgemeinen Differentialkalküls verschwinde (Impulsenergiesatz). Bei der Spezialisierung der Koordinatenwahl gemäß (3a) kommt dies darauf hinaus, daß die T_{im} die Bedingungen

$$\sum_a \frac{\partial T_a^a}{\partial x_a} = -\frac{1}{2} \sum_{\mu\nu} \frac{\partial g^{\mu\nu}}{\partial x_a} T_{\mu\nu} \quad (7)$$

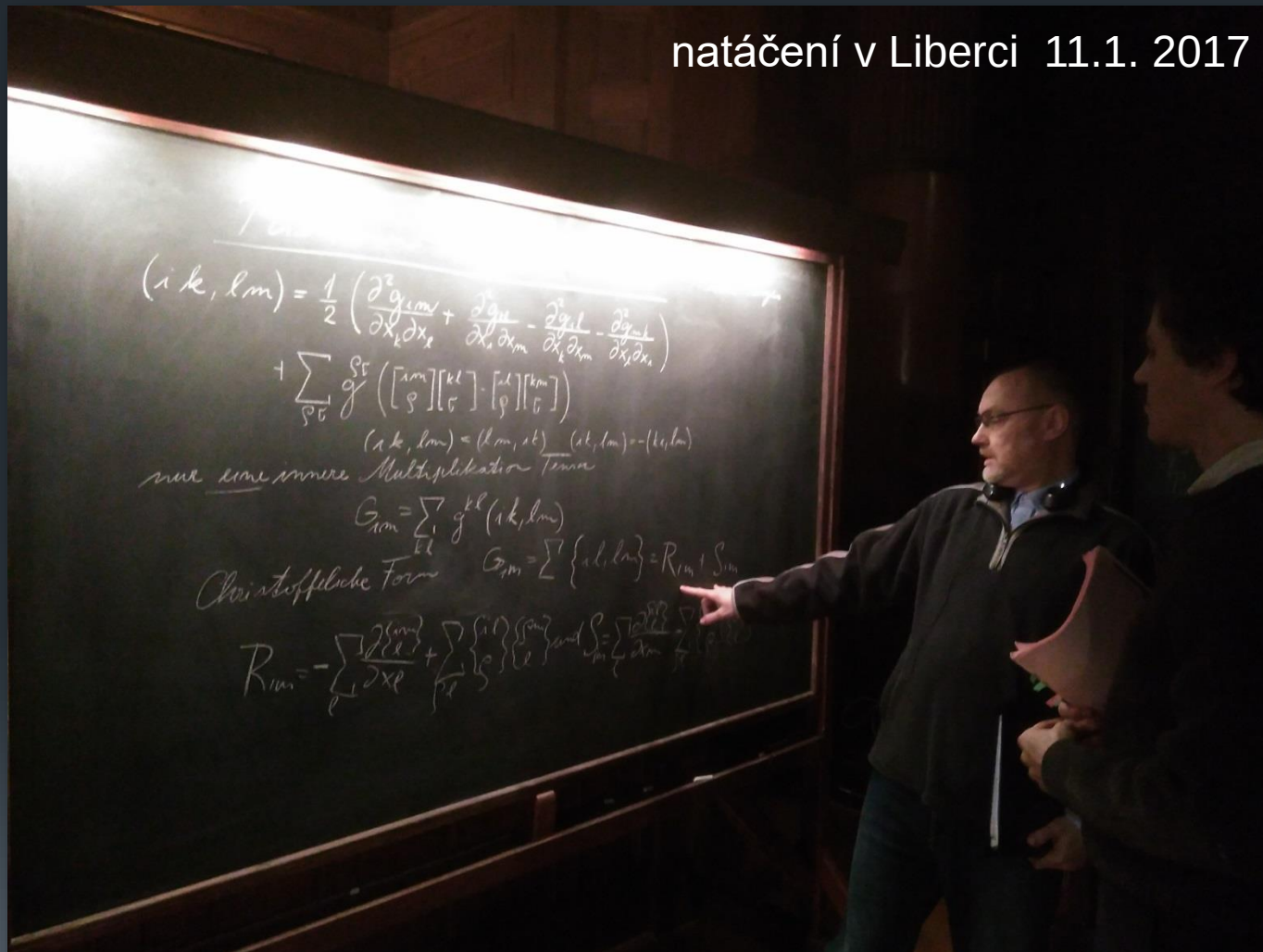
oder

$$\sum_a \frac{\partial T_a^a}{\partial x_a} = -\sum_{\mu\nu} \Gamma_{\mu\nu}^a T_{\mu\nu} \quad (7a)$$

erfüllen sollen.

vznik obecné relativity

natáčení v Liberci 11.1. 2017



Das Lagrangian geschrieben

$$[\sqrt{g}H]_{,nr} = \frac{\partial \sqrt{g}H}{\partial g^{nr}} -$$

$$\frac{\partial \sqrt{g}H}{\partial g^{nr}} = 0 \quad \left| \quad [\sqrt{g}H]_{,h} = \right.$$

$$H = K + L$$

$$K = \sum_{m,n} \tilde{g}^{mn} V$$

Erinnere mich an die Parameter

Erinnere mich an die Parameter

$$K_{mn} = \sum \left(\frac{\partial}{\partial m_n} \{x\} - \frac{\partial}{\partial m_n} \right)$$

Erinnere mich an die Parameter

$\tilde{g}^{mn}, \tilde{g}^{nr}, g_k, g_n$ als

Differentialgleichungen

$$\sum_k \frac{\partial}{\partial m_k} \frac{\partial \sqrt{g}H}{\partial g_k^{nr}} + \sum_l \frac{\partial^2}{\partial m_k \partial m_l} = 0$$

$$\frac{\partial \sqrt{g}H}{\partial g_n} - \sum_k \frac{\partial}{\partial m_k} \frac{\partial \sqrt{g}H}{\partial g_{nk}} = 0$$

Erinnere mich an die Parameter

Erinnere mich an die Parameter

$$\left\{ \begin{matrix} m \\ x \end{matrix} \right\} + \sum_{x \neq y} \left\{ \begin{matrix} m \\ x \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} m \\ y \end{matrix} \right\} - \left\{ \begin{matrix} m \\ x \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} m \\ y \end{matrix} \right\}$$

scéna 718

Hilbertovy výpočty na skle jeho skleníku v Göttingen

David Hilbert: 20.11.1915

originální zdroj: D. Hilbert, Základy fyziky

Die Grundlagen der Physik.

(Erste Mitteilung.)

Von

David Hilbert.

Vorgelegt in der Sitzung vom 20. November 1915.

Die gewaltigen Problemstellungen von Einstein¹⁾ sowie dessen scharfsinnige zu ihrer Lösung ersonnenen Methoden und die tiefgreifenden Gedanken und originellen Begriffsbildungen, vermöge derer Mie²⁾ seine Elektrodynamik aufbaut, haben der Untersuchung über die Grundlagen der Physik neue Wege eröffnet.

Ich möchte im Folgenden — im Sinne der axiomatischen Methode — wesentlich aus zwei einfachen Axiomen ein neues System von Grundgleichungen der Physik aufstellen, die von idealer Schönheit sind, und in denen, wie ich glaube, die Lösung der Probleme von Einstein und Mie gleichzeitig enthalten ist. Die genauere Ausführung sowie vor Allem die spezielle Anwendung meiner Grundgleichungen auf die fundamentalen Fragen der Elektrizitätslehre behalte ich späteren Mitteilungen vor.

Es seien w_s ($s = 1, 2, 3, 4$) irgendwelche die Weltpunkte wesentlich eindeutig benennende Koordinaten, die sogenannten Weltparameter (allgemeinste Raum-Zeit-Koordinaten). Die das Geschehen in w_s charakterisierenden Größen seien:

1) die zehn zuerst von Einstein eingeführten Gravitationspotentiale $g_{\mu\nu}$ ($\mu, \nu = 1, 2, 3, 4$) mit symmetrischem Tensorcharakter gegenüber einer beliebigen Transformation der Weltparameter w_s ;

2) die vier elektrodynamischen Potentiale q_s mit Vektorcharakter im selben Sinne.

1) Sitzungsber. d. Berliner Akad. 1914 S. 1030, 1915 S. 778, 799, 831, 844.

2) Ann. d. Phys. 1912, Bd. 37 S. 511, Bd. 39 S. 1, 1913, Bd. 40 S. 1.

$$H = K + L$$

Sc. #718

$$K = \sum_{\mu, \nu} g^{\mu\nu} K_{\mu\nu}$$

Invariante aus dem Riemannschen Tensor

Krümmung der vierdimensionalen Mannigfaltigkeit

$$K_{\mu\nu} = \sum_x \left(\frac{\partial}{\partial w_x} \left\{ \begin{matrix} \mu x \\ \nu \end{matrix} \right\} - \frac{\partial}{\partial w_\nu} \left\{ \begin{matrix} \mu x \\ x \end{matrix} \right\} \right) + \sum_{\lambda, \gamma} \left(\left\{ \begin{matrix} \mu x \\ \lambda \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} \lambda \gamma \\ \nu \end{matrix} \right\} - \left\{ \begin{matrix} \mu x \\ \lambda \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} \lambda \gamma \\ x \end{matrix} \right\} \right)$$

L nur von $g^{\mu\nu}, g^{\mu\nu}_x, q_h, q_{hk}$ abhängt

Die Grundlagen der Physik

Sc. #716

1) 10 Gravitationspotentiale $g_{\mu\nu}$

2) 4 elektrodynamischen Potentiale q_h

$$g_{\mu\nu} = \frac{\partial g_{\mu\nu}}{\partial w_s}$$

$$g_{\mu\nu k} = \frac{\partial^2 g_{\mu\nu}}{\partial w_s \partial w_k}$$

$$q_{hk} = \frac{\partial q_h}{\partial w_k}$$

Die Weltfunktion H ist eine Invariante

$$\delta \int H \sqrt{g} dw = 0 \quad g = |g_{\mu\nu}| \quad dw = dw_1 dw_2 dw_3 dw_4$$

Die Lagrangeschen Differentialgleichungen

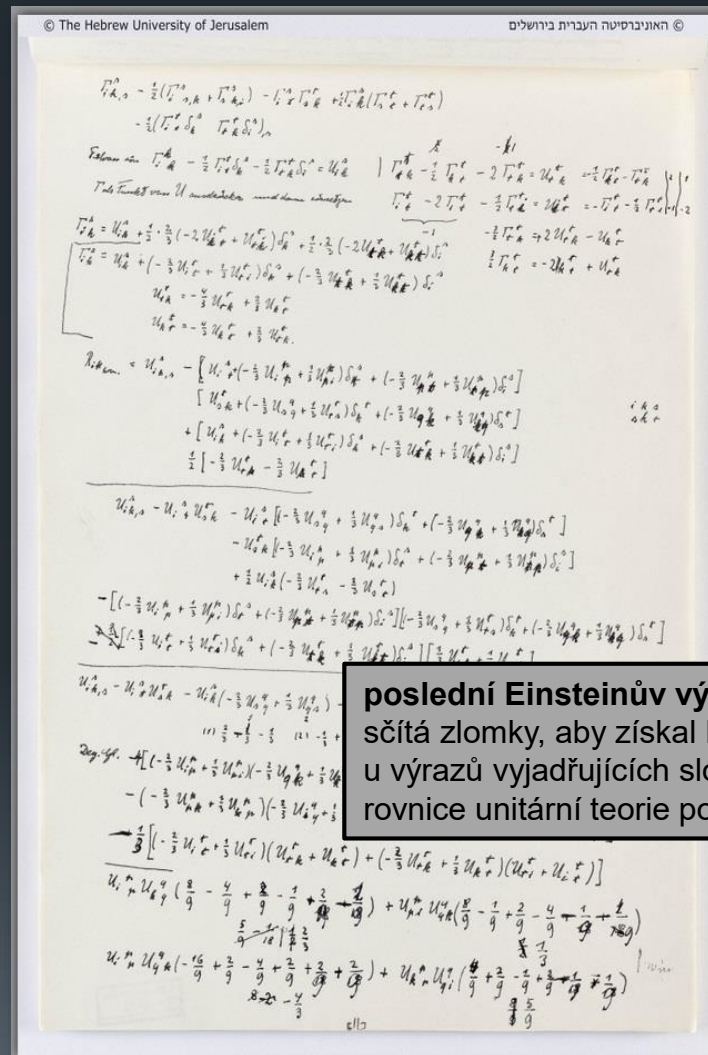
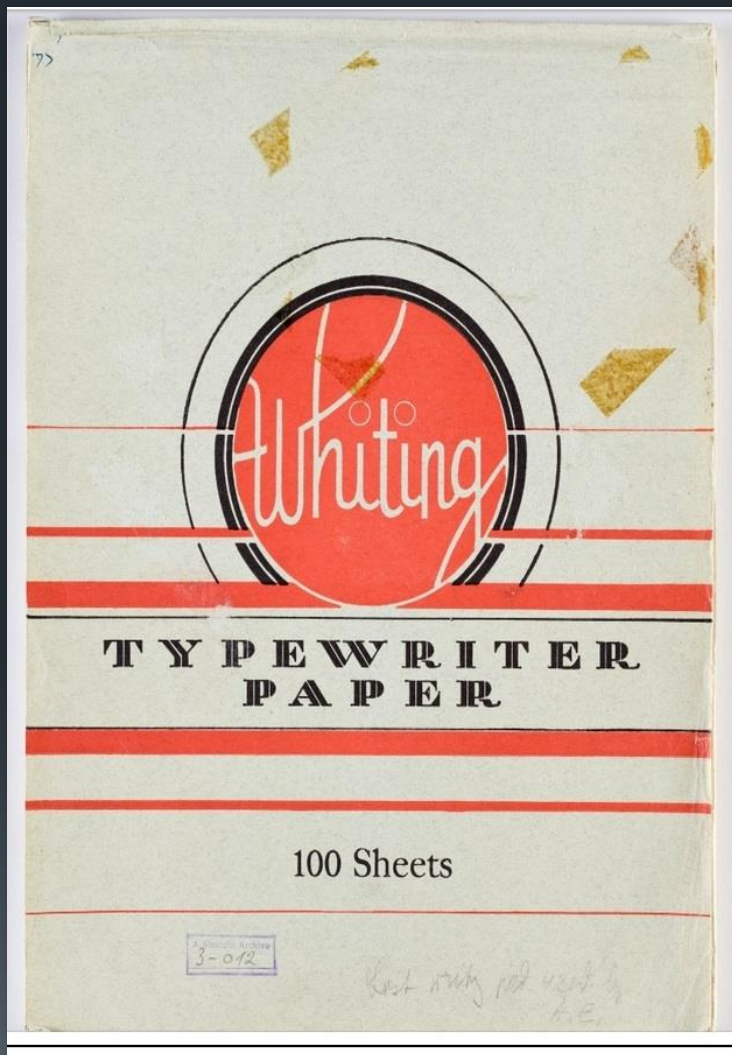
$$[\sqrt{g} H]_{\mu\nu} = \frac{\partial \sqrt{g} H}{\partial g^{\mu\nu}} - \sum_k \frac{\partial}{\partial w_k} \frac{\partial \sqrt{g} H}{\partial g^{\mu\nu}_k} + \sum_{k, \lambda} \frac{\partial^2}{\partial w_k \partial w_\lambda} \frac{\partial \sqrt{g} H}{\partial g^{\mu\nu}_{k\lambda}} = 0$$

$$[\sqrt{g} H]_h = \frac{\partial \sqrt{g} H}{\partial q_h} - \sum_k \frac{\partial}{\partial w_k} \frac{\partial \sqrt{g} H}{\partial q_{hk}} = 0$$

10. epizoda: poslední Einsteinův poznámkový blok

originální rukopis (celkem 12 stran)

1.1.-18.4. 1955



poslední Einsteinův výpočet:
sčítá zlomky, aby získal koeficienty
u výrazů vyjadřujících složité
rovnice unitární teorie pole...

Princeton, 1955: „Bohr objevuje chybu ve 3.derivaci“

originální rukopis zápisníku **dole** na str. 7

scéna 1046

$$\frac{1}{2}(-g_{\check{\nu}}^{ik},_{ee} + U_{\check{\nu}}^{\check{s},i} + g_{\check{o}}^{\check{s},i} - U_{\check{\nu}}^{\check{s},k} - g_{\check{o}}^{\check{s},k}) + U_{\check{\nu}}^{\check{k},e}$$

$$\equiv \frac{1}{2}(-g_{\check{\nu}}^{ik},_{ee} + g_{\check{o}}^{\check{k},e},_{i} - g_{\check{o}}^{\check{k},e},_{k})$$

Dies nach k abgeleitet

$$\frac{1}{2}[-(U_{\check{\nu}}^{\check{s}} + g_{\check{\nu}}^{\check{s}},_{ee} + U_{\check{\nu}}^{\check{s},k},_{i} - U_{\check{\nu}}^{\check{s},k},_{k})] + (U_{\check{\nu}}^{\check{k},e},_{k} + \frac{1}{2}(g_{\check{\nu}}^{\check{k},e},_{e},_{k},_{e}) = 0$$

Für die Gleichungen erster Näherung ist dies eine Identität. Hat man $U_{\check{\nu}}^{\check{s}} = 0$
als strenge Feldgl., so reduziert sich dies zu

$$-\frac{1}{2}g_{\check{\nu}}^{\check{s},ee} + \frac{1}{2}g_{\check{\nu}}^{\check{k},e},_{k},_{e} + U_{\check{\nu}}^{\check{k},e},_{k} = 0$$

Die zweite Näherung genau ist hier

$$g_{\check{\nu}}^{\check{k},e} = -g_{\check{\nu}}^{\check{k},e} \quad | \quad U_{\check{\nu}}^{\check{k},e} = U_{\check{\nu}}^{\check{s}} + U_{\check{s}}^{\check{k}}$$

Es ergibt sich also die Gleichung

$$\frac{1}{2}g_{\check{o}}^{\check{s},ee} - \frac{1}{2}g_{\check{o}}^{\check{k},e},_{k},_{e} + (U_{\check{\nu}}^{\check{s}} + U_{\check{s}}^{\check{k}}),_{k} = 0$$

Princeton, 1955: „Bohr objevuje chybu ve 3.derivaci“

originální rukopis zápisníku **dole** na str. 7

scéna 1046

$$\frac{1}{2}(-g_{\check{\nu}}^{ik},_{ee} + U_{\check{\nu}}^{\check{s},i} + g_{\check{o}}^{\check{s},i} - U_{\check{\nu}}^{\check{s},k} - g_{\check{o}}^{\check{s},k}) + U_{\check{\nu}}^{\check{k},e}$$

$$\equiv \frac{1}{2}(-g_{\check{\nu}}^{ik},_{ee} + g_{\check{o}}^{\check{k},e},_{e,i} - g_{\check{o}}^{\check{k},e},_{e,k})$$

Dies nach k abgeleitet

$$\frac{1}{2}[-(U_{\check{\nu}}^{\check{s}} + g_{\check{\nu}}^{\check{s},i}),_{ee} + U_{\check{\nu}}^{\check{s},k},_{e,i} - U_{\check{\nu}}^{\check{s},k},_{e,k}] + (U_{\check{\nu}}^{\check{k},e}),_k + \frac{1}{2}(g_{\check{\nu}}^{\check{k},e}),_{k,e} \equiv 0$$

Für die Gleichungen erster Näherung ist dies eine Identität. Hat man $U_{\check{\nu}}^{\check{s}} = 0$
als strenge Feldgl., so reduziert sich dies zu

$$-\frac{1}{2}g_{\check{\nu}}^{\check{s},i},_{ee} + \frac{1}{2}g_{\check{\nu}}^{\check{k},e},_{e,k} + U_{\check{\nu}}^{\check{k},e},_{e,k} = 0$$

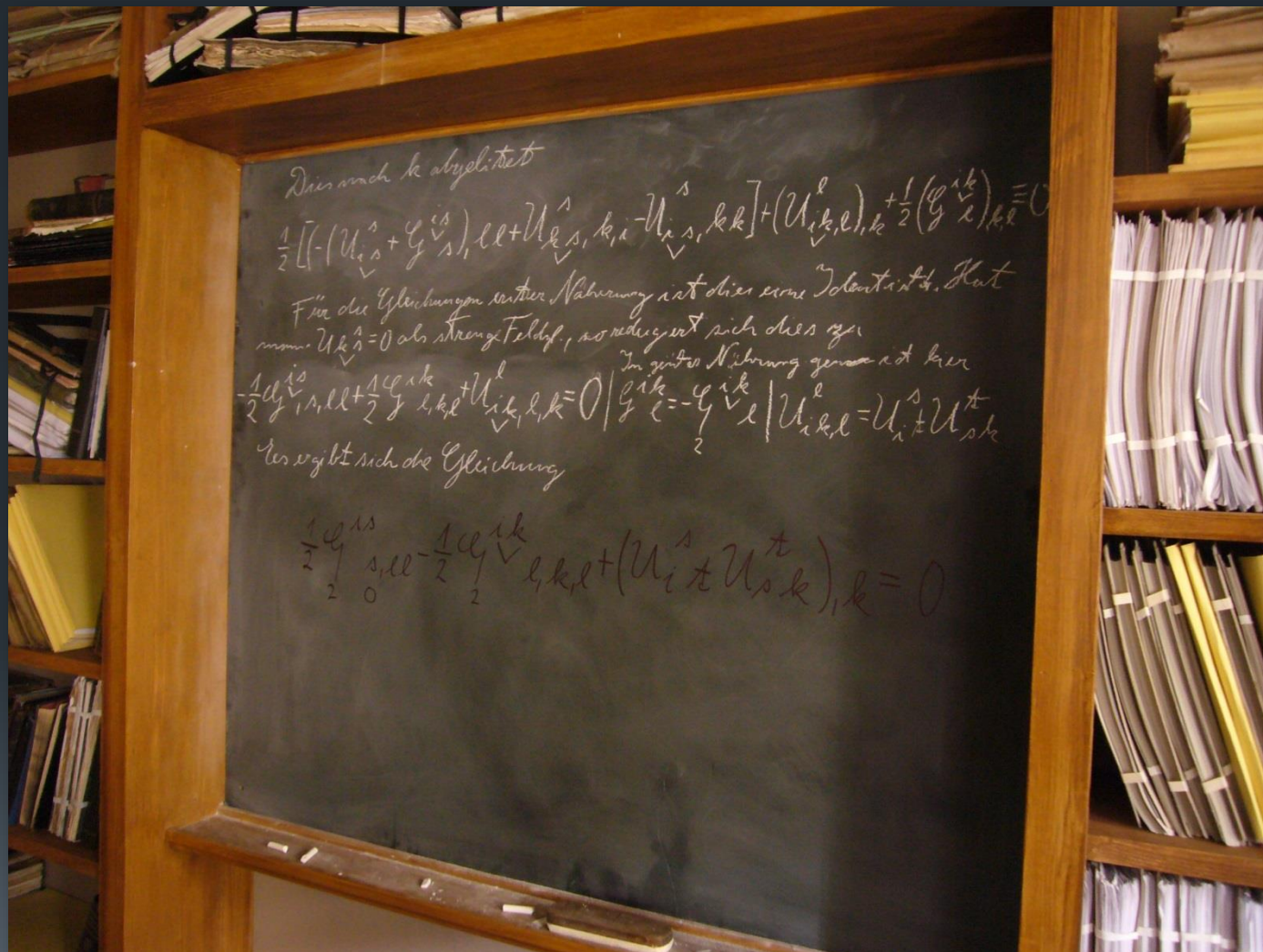
Das zweite Näherung genau ist hier

$$g_{\check{\nu}}^{\check{k},e} = -g_{\check{\nu}}^{\check{k},e} \quad | \quad U_{\check{\nu}}^{\check{k},e} = U_{\check{\nu}}^{\check{s}} + U_{\check{s}}^{\check{k}}$$

Es ergibt sich also die Gleichung

$$\frac{1}{2}g_{\check{\nu}}^{\check{s},i},_{ee} - \frac{1}{2}g_{\check{\nu}}^{\check{k},e},_{e,k} + (U_{\check{\nu}}^{\check{s}} + U_{\check{s}}^{\check{k}}),_k = 0$$

závěrečná tabule před natáčením



závěrečná tabule při natáčení



závěrečná tabule po natáčení



A black and white portrait of an elderly man with white hair, wearing a dark suit, white shirt, and dark tie. He is looking slightly to the left of the camera with a serious expression. The background is dark and out of focus.

A black and white portrait of Albert Einstein. He is shown from the chest up, wearing a dark suit jacket, a light-colored shirt, and a dark tie. He has his characteristic wild, white hair and a mustache. He is wearing round-rimmed glasses and is looking slightly to the right of the camera with a gentle smile. The background is a plain, light color.

Dies nach k abgeleitet

$$\frac{1}{2} [(-U_{i,s}^s + g_{s,i}^{is})_{,ll} + U_{l,s,i}^s - U_{i,s,l}^s] + (U_{i,k,l}^l)_{,k} + \frac{1}{2} (g_{l,l}^{ik})_{,k} = 0$$
 Für die Gleichungen erster Näherung setze man $U_{i,s}^s = 0$ als strenge Feldgl., so reduziert sich

$$\frac{1}{2} g_{i,l,l}^{is} + \frac{1}{2} g_{l,k,l}^{ik} + U_{i,k,l}^l = 0 \quad \left| \begin{array}{l} \text{Im zweiten Glied} \\ g_{l,k,l}^{ik} = -g_{i,k}^{ik} \end{array} \right|$$
 Es ergibt sich die Gleichung

$$\frac{1}{2} g_{s,l,l}^{ss} - \frac{1}{2} g_{l,k,l}^{ik} + (U_{i,k,l}^l)_{,k} = 0$$

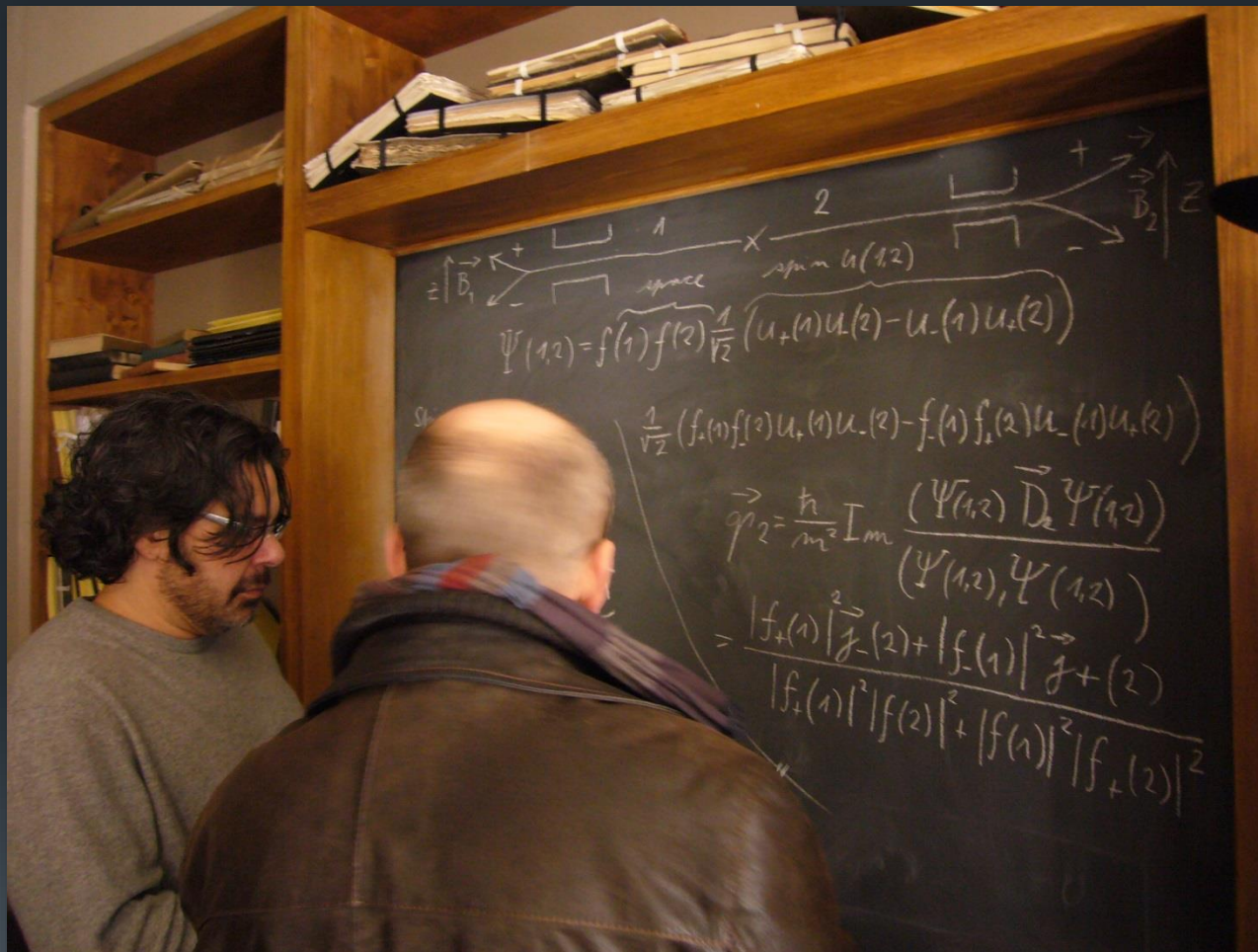
Einsteinova

Einsteinova opravdu poslední tabule

„kvantové“ tabule tvořil kolega Cejnar



Princeton 1951: EPR paradox

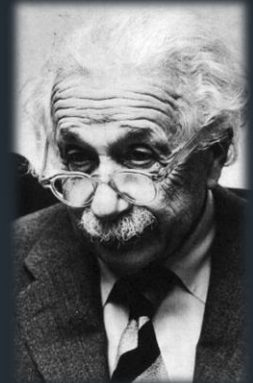
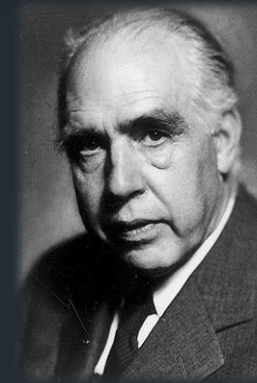


scéna 1033

režisér Kenneth Biller na místě rozhodl, že se celá tabule musí přepsat...

Bohr

Einstein



Princeton 1951: EPR paradox

spinová formulace

$$\Psi(1,2) = f(1)f(2) \frac{1}{\sqrt{2}} (u_+(1)u_-(2) - u_-(1)u_+(2))$$

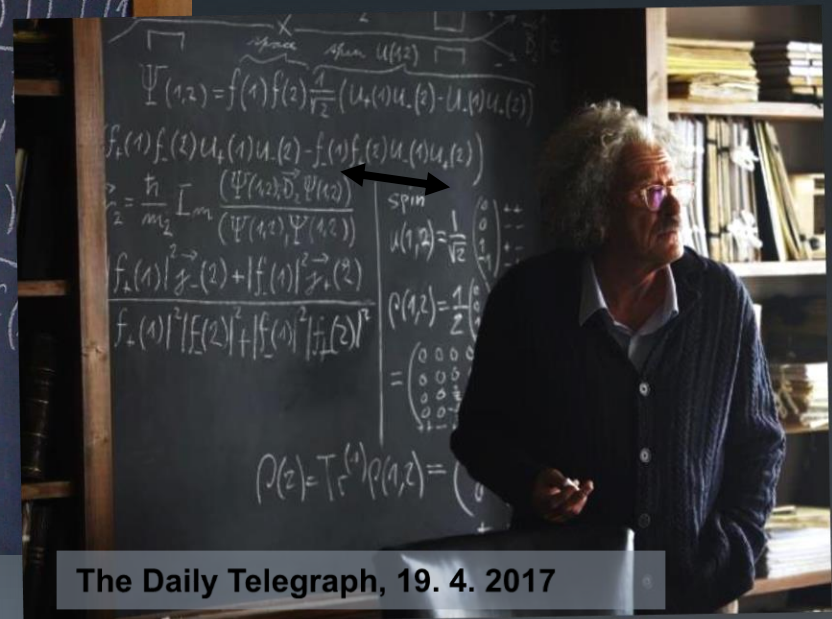
$$S_z = \frac{\hbar}{2} I_m$$

$$\rho(1,2) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1/2 & -1/2 \\ 0 & 0 & 1/2 & -1/2 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\rho(2) = \text{Tr}_1 \rho(1,2) = \begin{pmatrix} 1/2 & 0 \\ 0 & 1/2 \end{pmatrix}$$

Einstein:

Bohmova interpretace
(psal L. Kouba)

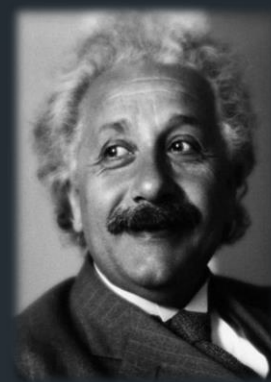


The Daily Telegraph, 19. 4. 2017

Bohr:
přístup pomocí matice hustoty
(psal P. Cejnar)

Bohr

Einstein

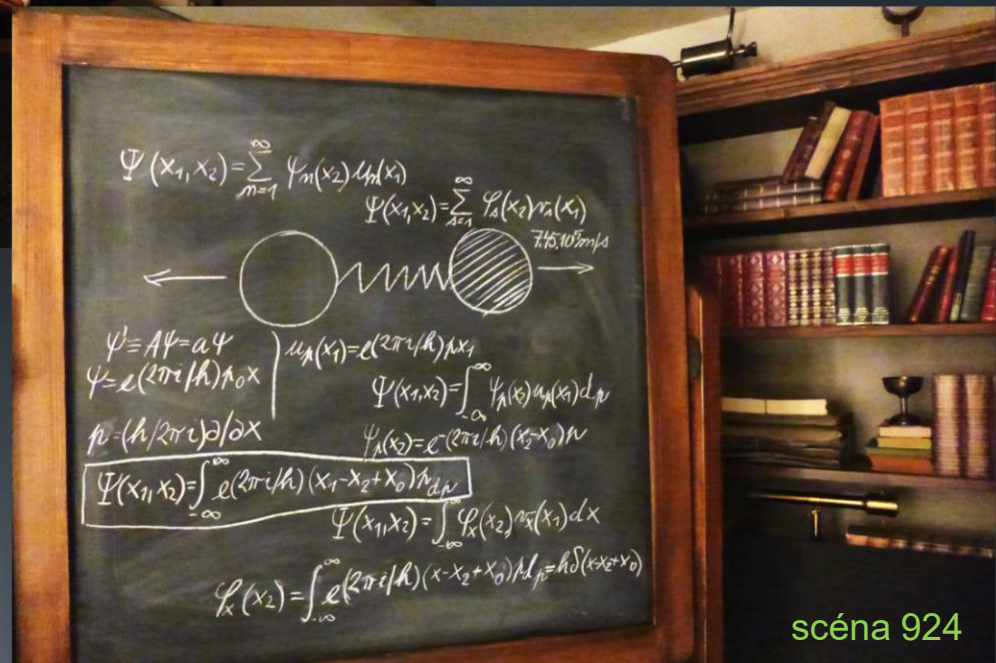


Princeton 1935: EPR paradox



Einsteinova pracovní doma

Einstein vysvětluje Bohrovi
hlavní myšlenky článku o
neúplnosti kvantové teorie



scéna 924

přehled experimentů v seriálu Génius.

jejich realizaci vymýšleli kolegové Daniš a Cejnar

▪ měření Kundtovou trubicí	Mileva, Albert	1897	epizoda 2
▪ objev paprsků X	Röntgen	1895	epizoda 3
▪ objev fotoelektrického jevu	Lenard	1901	epizoda 3
▪ objev radia a polonia	Sklodowská, Curie	1898	epizoda 4
▪ výroba amoniaku	Haber	1908	epizoda 7
▪ uranový projekt	Heisenberg	1942	epizoda 9

Berlin 1939: Uranprojekt



$$E(Z, N) = E_v + E_o + E_c$$

Volumenenergie

$$E_v = -\sqrt{\alpha^2 + \beta^2} (Z+N) + \sqrt{\alpha^2 (Z+N)^2 + \beta^2 (Z-N)^2}$$

Oberflächenenergie

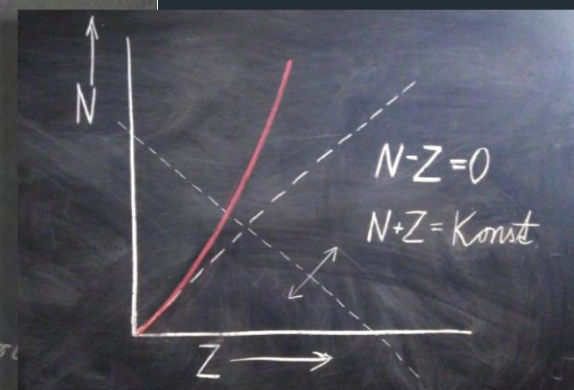
$$E_o = \left(\sqrt{\alpha^2 + \beta^2} - \sqrt{\alpha^2 + \beta^2 \frac{(Z-N)^2}{(Z+N)^2}} \right) \gamma (Z+N)^{2/3}$$

Coulombsche Energie

$$E_c = \frac{3e^2}{5} \frac{Z^2}{r_0 (Z+N)^{1/3}} \left(1 - \delta \frac{|Z-N|}{Z+N} \right)$$

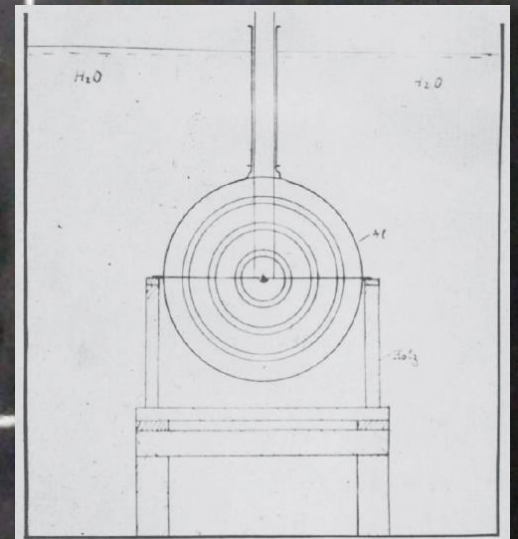
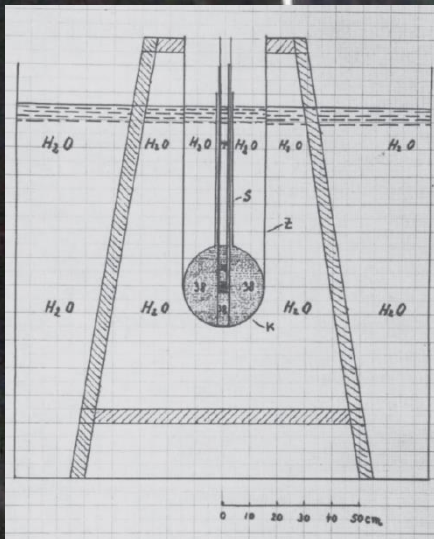
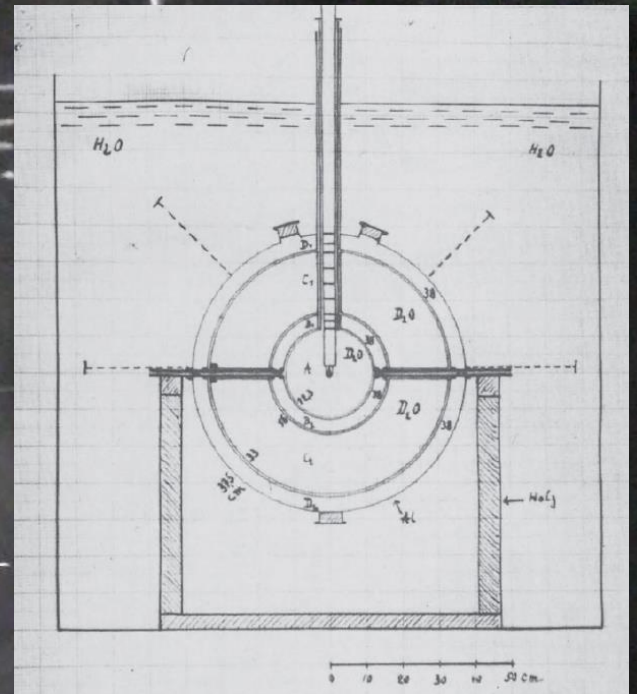
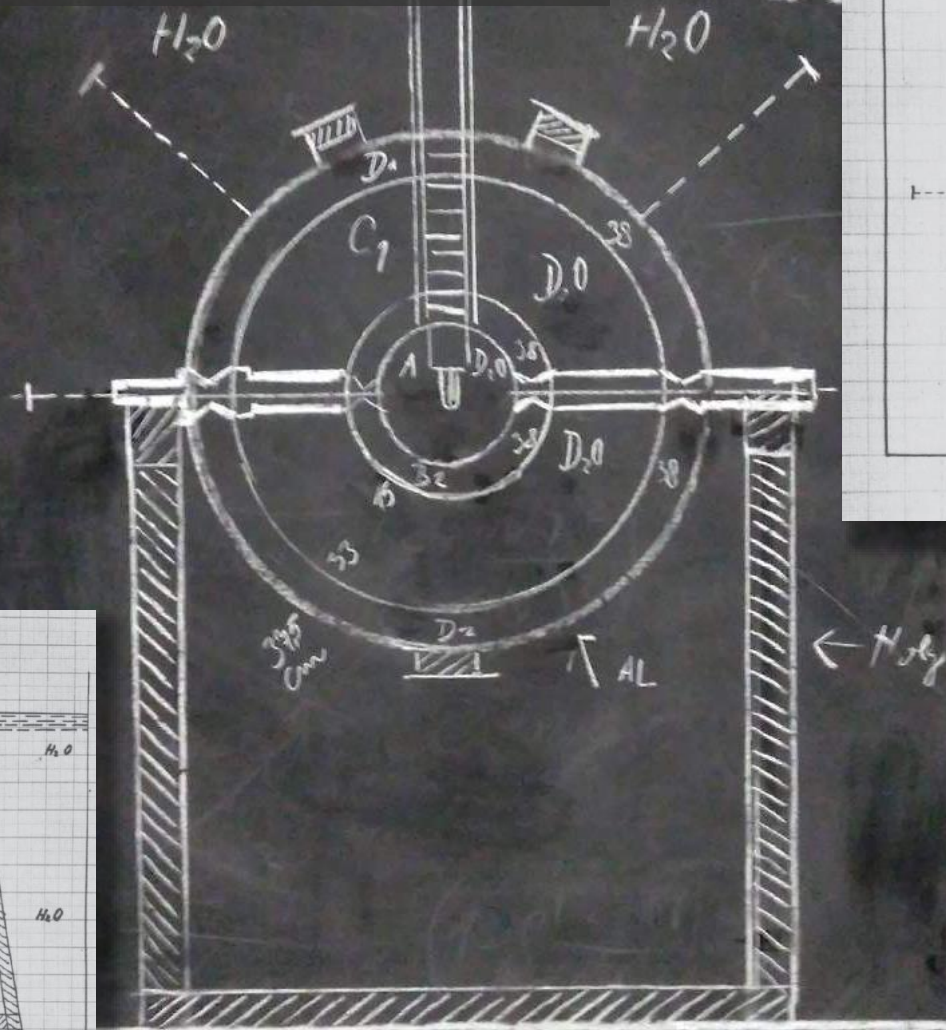
Methode

$\alpha = 1,6$	2,6
$\beta = 13,9$	18,4
$\gamma = 0,6$	1,07
$(\delta = 0)$	1,1
$r_0 = 0,45$	0,42



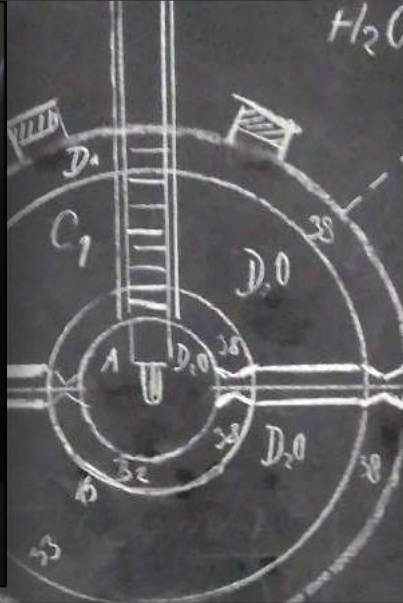
scéna 941

Lipsko 1942: Uranprojekt



0 10 20 30 40 50 cm

Lipsko 1942: Uranprojekt



Paříž 1898: Sklodowská, Curie objev radia

scéna 452



foto: Stanislav Daniš

Würzburg 1895: Röntgen objev paprsků X

scéna 303



foto: Stanislav Daniš

vyrobené rekvizity

mikroskop

röntgenová trubice

foto: Jiří Podolský

poslední scéna celého seriálu Gênio

www stránka
22. 11. 2017

The screenshot shows the National Geographic website for the series 'Genius'. The top navigation bar includes the National Geographic logo, a menu icon, and links for 'FULL EPISODES', 'LIVE TV', 'SCHEDULE', a search icon, and 'Sign In'/'Join' buttons. Below the navigation bar, the text 'GENIUS | WATCH IT ON DEMAND' is displayed, followed by the main heading 'BEHIND THE SCENES'. A secondary navigation bar contains '#GENIUS', 'ABOUT', and 'EPISODE GUIDE'.

The main content area features a grid of video thumbnails with yellow play button icons:

- BEHIND THE SCENES: TWO EINSTEINS** (Top left)
- BEHIND THE SCENES: SETS AND PRODUCTION DESIGN** (Middle left)
- DIGITAL EXTRA: BEHIND THE SCENES: FILMING THE FINAL SHOT** (Center, featuring a large image of Albert Einstein)
- BEHIND THE SCENES WITH VINCENT KARTHEISER** (Bottom middle)
- EINSTEIN'S LOVE LIFE** (Bottom right)

A separate video thumbnail on the right shows **KEN BILLER | EXECUTIVE PRODUCER** with the National Geographic logo.

režisér, scénárista
a producent
Kenneth Biller
popisuje natáčení
poslední scény

poslední scéna celého seriálu Génius

natáčeno kamerou na dlouhém rameni jeřábu



poslední scéna celého seriálu Génius

natáčeno kamerou na dlouhém rameni jeřábu



channel.nationalgeographic.com/genius/videos/behind-the-scenes-filming-the-final-shot/

poslední scéna celého seriálu Génius

natáčeno kamerou na dlouhém rameni jeřábu



channel.nationalgeographic.com/genius/videos/behind-the-scenes-filming-the-final-shot/#

poslední scéna celého seriálu Génius

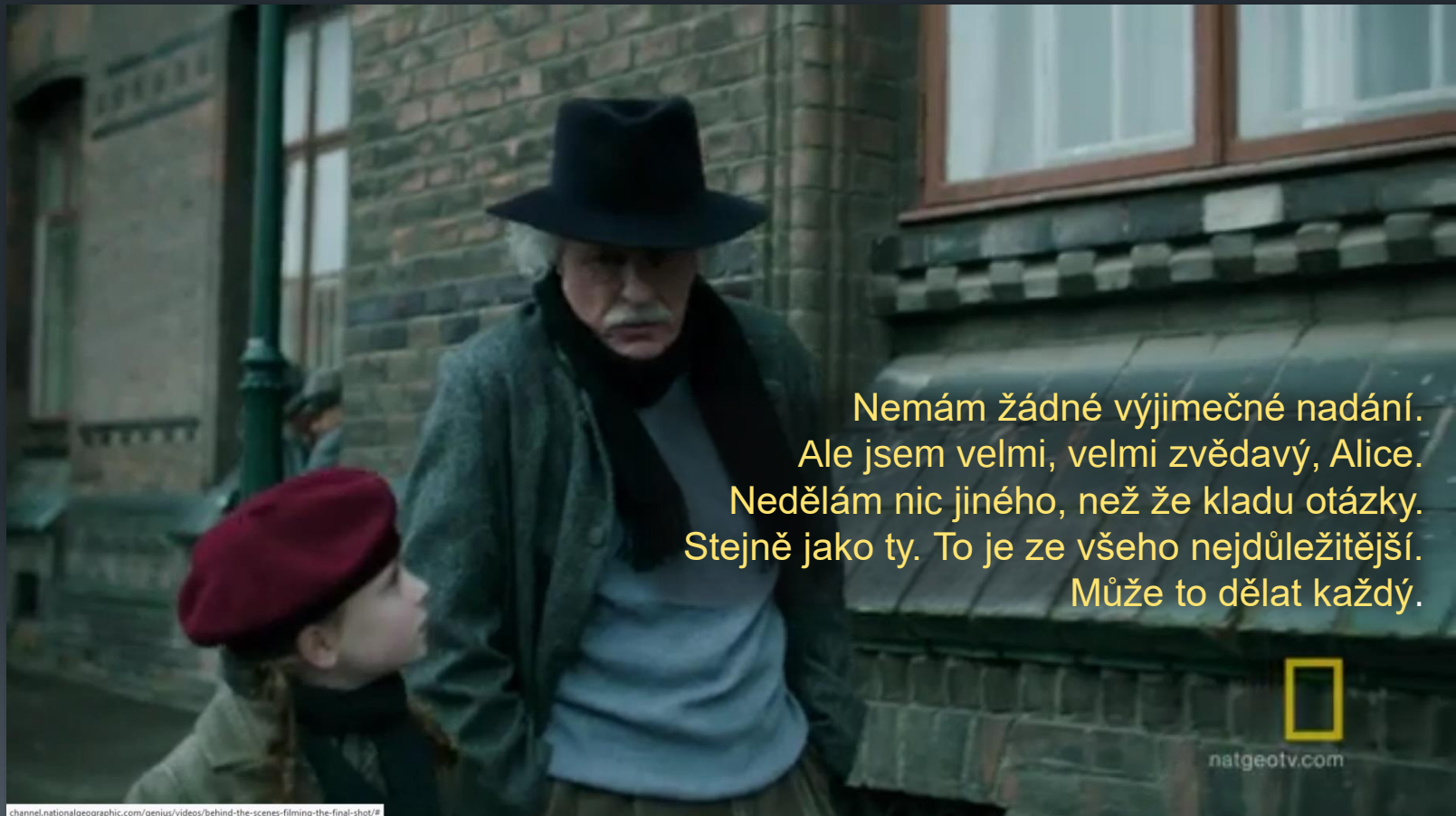
Einstein s Alicí jdou po kampusu v Princetonu a hovoří



channel.nationalgeographic.com/genius/videos/behind-the-scenes-filming-the-final-shot/#

poslední scéna celého seriálu Génius

Einstein s Alicí jdou po kampusu v Princetonu a hovoří



Nemám žádné výjimečné nadání.
Ale jsem velmi, velmi zvědavý, Alice.
Nedělám nic jiného, než že kladu otázky.
Stejně jako ty. To je ze všeho nejdůležitější.
Může to dělat každý.

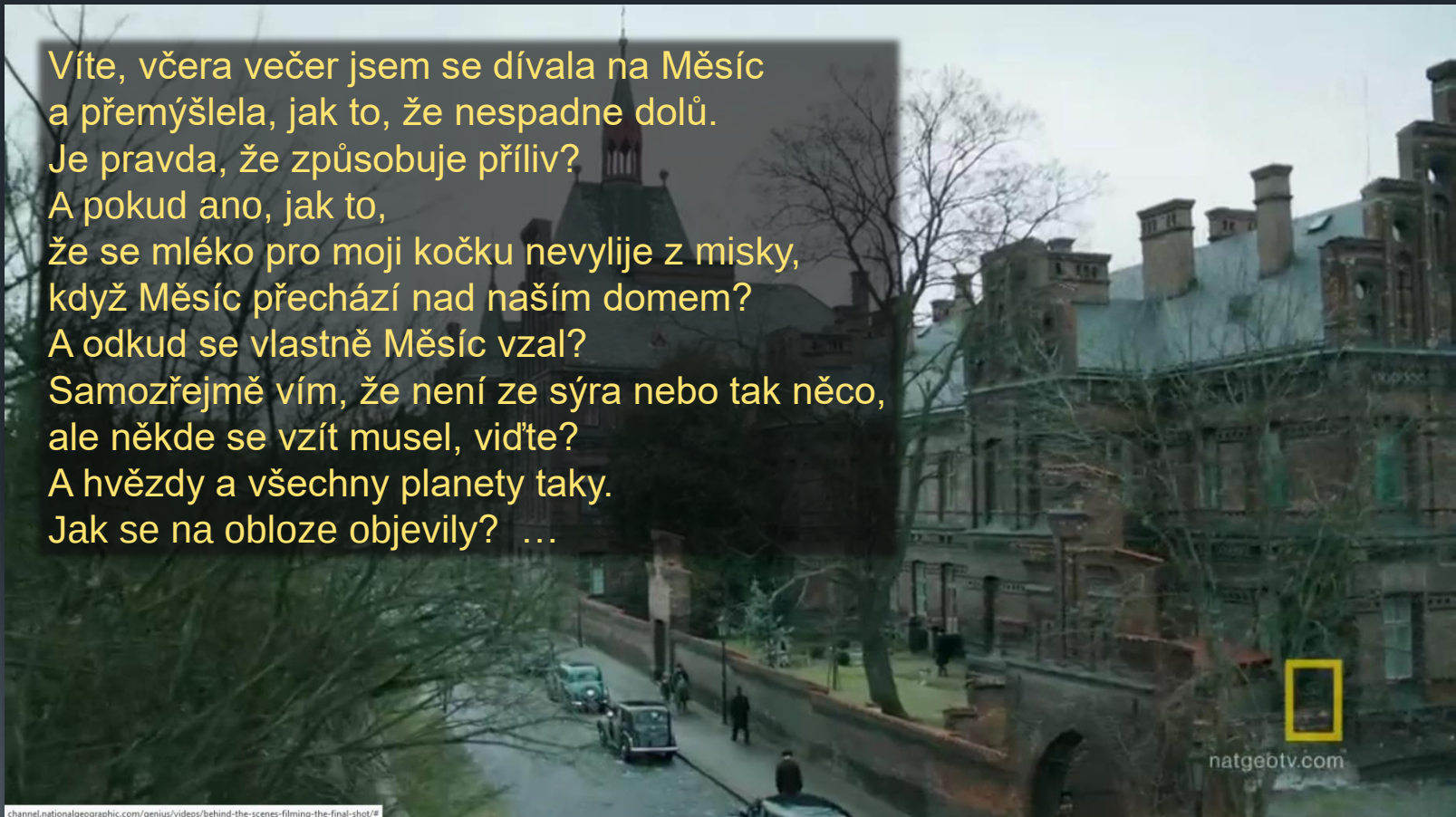


natgeotv.com

poslední scéna celého seriálu Génius

Princeton, Einstein a Alice: závěrečný půlminutový záběr

Víte, včera večer jsem se dívala na Měsíc
a přemýšlela, jak to, že nespadne dolů.
Je pravda, že způsobuje příliv?
A pokud ano, jak to,
že se mléko pro moji kočku nevylije z misky,
když Měsíc přechází nad naším domem?
A odkud se vlastně Měsíc vzal?
Samozřejmě vím, že není ze sýra nebo tak něco,
ale někde se vzít musel, vidíte?
A hvězdy a všechny planety taky.
Jak se na obloze objevily? ...



poslední scéna celého seriálu Génius

Einstein s Alicí jdou po kampusu v Princetonu a hovoří



channel.nationalgeographic.com/genius/videos/behind-the-scenes-filming-the-final-shot/#

poslední scéna celého seriálu Génius

Einstein s Alicí jdou po kampusu v Princetonu a hovoří



channel.nationalgeographic.com/genius/videos/behind-the-scenes-filming-the-final-shot/#

poslední scéna celého seriálu Gênioius

Einstein s Alicí jdou po kampusu v Princetonu a hovoří



channel.nationalgeographic.com/genius/videos/behind-the-scenes-filming-the-final-shot/#



natgeotv.com

poslední scéna celého seriálu Génius

Einstein s Alicí jdou po kampusu v Princetonu a hovoří



natgeotv.com

poslední scéna celého seriálu Génius

Einstein s Alicí jdou po kampusu v Princetonu a hovoří



poslední scéna celého seriálu Génius

Einstein s Alicí jdou po kampusu v Princetonu a hovoří



poslední scéna celého seriálu Génius

Einstein s Alicí jdou po kampusu v Princetonu a hovoří



poslední záběr celého seriálu Gênio

☰FULL EPISODES|LIVE TV|SCHEDULE🔍Sign InJoin

GENIUS|WATCH IT ON DEMAND#GENIUS|ABOUT|EPISODE GUIDE



GENIUS

| 2017 EMMYS |

← →



CONGRATULATIONS TO GENIUS & GEOFFREY RUSH!

Genius is nominated for 10 Emmy Award categories, including Best Limited Series and Geoffrey Rush for Best Actor in a Limited Series.

[GO BEHIND THE SCENES](#)

www stránka 22. 11. 2017

poslední záběr celého seriálu Génius

uprostřed mezi Einsteinovou pracovnou ve Viničné ulici
a budovami matfyzu v ulici Ke Karlovu

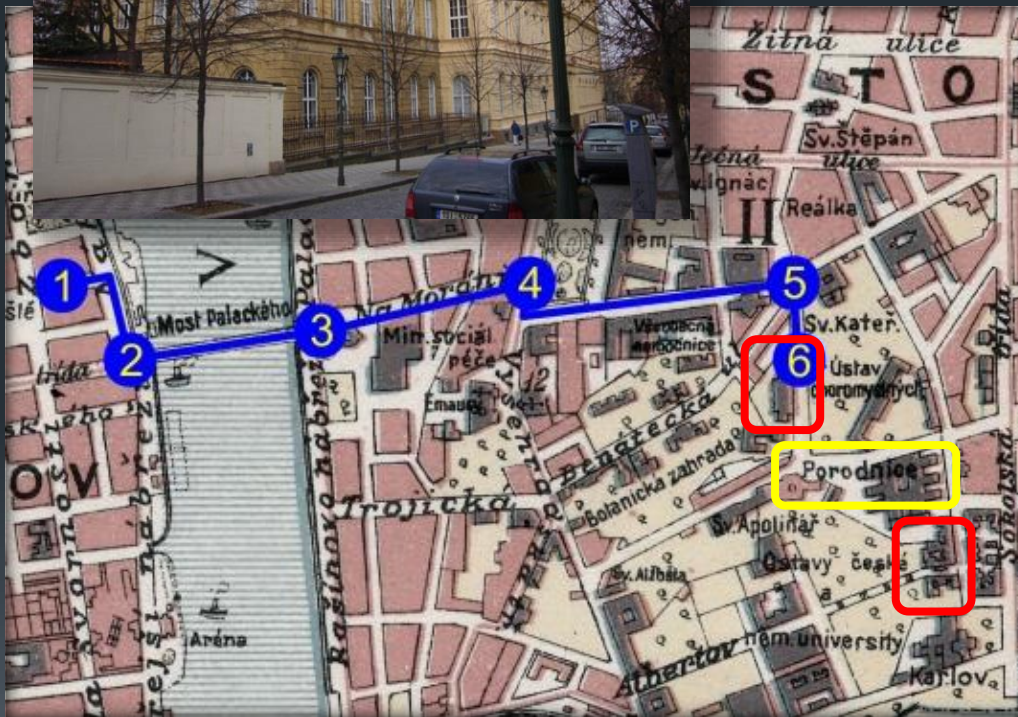


channel.nationalgeographic.com/genius/videos/behind-the-scenes-filming-the-final-shot/

poslední záběr celého seriálu Génius



Einsteinova pracovna ve Viničné ulici



budovy MFF, Ke Karlovu

natáčení v ulici Apolinářská
Zemská porodnice jako Princeton