

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

G. M. Idlis

Fyzikální podmínky existence života ve vesmíru

Pokroky matematiky, fyziky a astronomie, Vol. 4 (1959), No. 5, 594--607

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/139401>

Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 1959

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.



This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://project.dml.cz>

vržené z jádra galaxie, které se v poměrně krátké době přeměňují v nestacionární hvězdy, mezihvězdný plyn a v oblaka částic vysoké energie. Podobné výrony hmoty, nápadně modře zbarvené, pozorujeme též u jiných eliptických galaxií. Jde vesměs o nestacionární mladé konglomeráty hmoty. Dále si Ambarcumjan všimá filamentů mezi násobnými galaxiemi. Tyto filamenty, jak možno ukázat, nelze ve většině případů vyložit slapovým působením. Ve světle hypotézy o dělení jader je možno pohlížet na filamenty jako na útvary vznikající při expansi dvou nebo více galaxií, které vznikly z téhož jádra. U galaxie M 51 a podobně u galaxie NGC 7752 pozorujeme v zakončení jednoho spirálního ramene vedlejší galaxii. Ambarcumjan soudí, že tento jev svědčí o vztahu mezi dělením prvotního jádra a vznikem spirálních větví. Ambarcumjan tedy pokládá jádra galaxií za zdroje vznikajících galaxií. Je zajímavé, že u spirály v Andromedě bylo zjištěno jádro vysoké svítivosti neobyčejně malých rozměrů (několik ps). Podle Ambarcumjana takové jádro obsahuje značné množství předhvězdné látky o vysoké hustotě; nelze si totiž představit dělení jader, která by se skládala z normální hvězdné populace. Ambarcumjanova obsáhlá studie obsahuje mnoho zajímavých úvah, které jsou velmi podnětné pro další pozorovatelské i teoretické výzkumy metagalaxie.

FYSIKÁLNÍ PODMÍNKY EXISTENCE ŽIVOTA VE VESMÍRU*)

G. M. IDLIS

Úvod

Astronomie má velký význam pro vědecký světový názor. Utváří vědeckými poznatky podloženou představu o obklopujícím nás světě, o jeho stavbě a vývoji. Ale většinou se tak děje pouze jednostranně. Z faktických dat o struktuře astronomii poznaného vesmíru se vědečtí pracovníci snaží vyvodit historii jeho vývoje, zákonitosti vzniku galaxií, hvězd, sluneční soustavy, Země a nakonec i života až do nejvýše organizovaných živých bytostí, schopných myslet a poznávat přírodu.

Zajímavé a zásadně důležité je položit proti obvyklému postupu otázku naopak: proč je námi pozorovaná část vesmíru rozpínající se soustavou galaxií, v nichž nalézáme hvězdy, kolem kterých obíhají planety, na jedné z nich žijeme my? Nebylo by možno řešit tuto otázku již ze samého faktu naší existence? Jinými slovy — nejsou základní rysy astronomii pozorovaného vesmíru prostým důsledkem toho, že před námi není libovolná část vesmíru, nekonečného ve své mnohotvárnosti, ale právě ta jeho konkrétní, konečná oblast, ve které měl život možnost vzniknout a existovat i v současné době?

Cílem této práce je pokus postupně řešit tento problém: proč je svět, který nás obklopuje, takový, jaký je? Filosofický význam této otázky odpovídajících závěrů spočívá ve zdůvodnění a zdůraznění toho, že některé pozorované zákonitosti přírody (např. diferenciace hmoty na kosmické objekty typu naší Galaxie, na hvězdy a planety, dále rudý posuv galaxií apod.) jsou typické pro ty oblasti vesmíru, ve kterých existuje život (typické v prostoru i v čase), zatím co pro celý nekonečný vesmír typickými být nemusí.

*) Г. М. Идлис, Основные черты наблюдаемой астрономической вселенной как характерные свойства обитаемой космической системы, *Izv. Astrofizičeskogo instituta AN KazSSR*, sv. VII (1958), str. 39.

1. Interval teplot, za kterých může existovat život

Nezbytnou podmínkou pro vznik a vývoj všech nám známých (i jakýchkoli jim podobných) forem života je existence tekuté vody, která se jediná může stát vhodným prostředím a zároveň spoluúčastníkem odpovídajících fyzikálních, chemických a biochemických reakcí [1]. Voda za normálního tlaku jedné atmosféry vře při 100 °C a zamrzá při 0 °C. Ani při jakémkoli jiném tlaku nemůže teplota tekuté vody převýšit teplotu 374 °C, čili — v absolutní škále (0 °C odpovídá 273,1°) [2] —

$$|T_0 = 647,1^\circ. \quad (1)$$

Zde je však třeba poznamenat, že bod mrazu se sice zpočátku se zvyšováním tlaku snižuje, ale tento jev pokračuje pouze k určité hranici a teplota tekuté vody za žádných podmínek neklesne pod teplotu trojného bodu [3], [4]:

$$T_{tr} = 251,1^\circ. \quad (2)$$

Vědě je již dávno známo, že voda není jednoduchou látkou, že ve spojení s určitými příměsami může nabývat nejrůznějších překvapivých vlastností [5]. Tento fakt však sotva může vážně ovlivnit krajní body teplotní hranice existence vody v tekutém stavu.

Již B. Engels řekl, že život je způsob existence bílkovin a že tento způsob existence spočívá v podstatě v neustálém obnovování základních chemických prvků živých organismů [6]. Podle současných poznatků mají rozhodující význam pro vznik živých organismů syntésou bílkovin nukleové kyseliny, jejichž syntéza je naopak zase možná pouze za přítomnosti bílkovin [7]. Nám jde však nyní o vymezení intervalu teplot, za kterých je možný vznik a existence života. Vidíme, že rozklad bílkovin nastává již při poměrně malém zvýšení teploty a že již při nepatrném ochlazení živé organismy odumírají [1], přecházejí ve stav anorganický. Tím se podstatně zužuje interval teplot, vhodný pro vznik a aktivní rozvoj počátečních forem života, které v sobě ještě nevytvořily ochranná zařízení pro přizpůsobování změnám teploty. Můžeme předpokládat, že střední teplota, nezbytná pro počáteční vznik a rozvoj života, nejen že nemůže přesáhnout meze krajních hodnot (vzorce (1) a (2)), ale musí být blízká zcela určité optimální hodnotě

$$T_0 \cong 300^\circ, \quad (3)$$

s přesností přibližně do 10%, tzn.

$$\Delta T_0 / T_0 \cong 0,1. \quad (4)$$

2. Hvězdy — nezbytné zdroje energie pro úspěšný rozvoj života

K udržení života je nutný neustálý přítok energie z vnějšího prostředí. Organismy prvotní, stojící na nejnižším stupni vývoje živé hmoty, mohou získávat tuto energii z rozkladu organických látek, který vzniká přirozenou cestou v důsledku různých chemických reakcí. Avšak tyto reakce probíhají v převážné míře v takových podmínkách, které se diametrálně liší od podmínek, ve kterých může začít existence života [1]. S rozvojem života tak musí v určité oblasti nutně ubývat zásoby organických látek anorganického původu a pro neustálé obnovování organických látek potřebují živé organismy jiný, mohutnější zdroj energie. Z tohoto hlediska může být vždy jediným univerzálním zdrojem energie pouze záření, radiace, neboť využití jakýchkoli neorga-

nických reakcí (chemosynthes) k danému cíli — úspěšnému rozvoji života — by vždy mělo opět omezené možnosti.

Vidíme tedy, že pro úspěšný rozvoj života je po jeho vzniku naprosto nutný takový zdroj energie, který osvětluje živé organismy a jehož teplota T převyšuje teplotu prostředí, ve kterém živé organismy existují — T_0 , tj.

$$T > T_0, \quad (5)$$

neboť teplo může předávat pouze těleso teplejší tělesu chladnějšímu. Míra splnění této nerovnosti určuje také teoreticky možný stupeň využití energie. Koeficient užitečného účinku příslušných procesů životního cyklu η má svoji určitou horní hranici

$$\eta < (T - T_0)/T. \quad (6)$$

Množství energie, dopadající na čtverečný centimetr plochy v okolí živých organismů za vteřinu, nesmí v průměru převýšit hodnotu, vyzařovanou za 1 sec z 1 cm² absolutně černým tělesem o teplotě T_0 (jinak by se prostředí začalo rozehřívát):

$$E \leq \sigma T_0^4, \quad (7)$$

kde

$$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{erg}}{\text{sec} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{grad}^4} = 1,36 \cdot 10^{-12} \frac{\text{cal}}{\text{sec} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{grad}^4} \quad (8)$$

je konstanta Stephanova-Boltzmannova zákona [8]. Reálná fyzikální tělesa nejsou ovšem absolutně černá; při našich orientačních výpočtech to však není podstatné.

O universálním významu fotosynthesy pro tvorbu složitých organických látek nepřímo svědčí tato skutečnost [1]: mnohé organické látky mohou existovat ve dvou, svou prostorovou strukturou zcela protichůdných modifikacích. Při normální umělé synthese takových disymetrických látek se získá racemat — rovnoměrná směs obou forem odpovídajících molekul (pravých i levých). Pro živé organismy je však charakteristická asymetrie — tvorba a nahromadění jednoho z antipodů. Např. aminokyseliny, vstupující do komplexu přirozených bílkovin, jsou vždy zastoupeny pouze tzv. levou formou. A právě polarisované světlo je zde tím přirozeným asymetrickým faktorem, jehož využití umožnilo a umožňuje asymetrii anorganických synthes ve složitých organických látkách. Zde je třeba upozornit, že záření jakéhokoli zdroje v tom nebo onom stupni polarisuje při dopadu do jakéhokoli prostředí vždy, jestliže je splněna podmínka převládajícího směru záření, tj. jestliže úhlové rozměry zdroje záření jsou dostatečně malé. Jinými slovy, poloměr zdroje záření R musí být velmi malý ve srovnání s jeho vzdáleností r :

$$R \ll r. \quad (9)$$

Vlastnost asymetrie není zřejmě pro živé organismy něčím náhodným, ale souvisí s tím, že v případě racematů nemohly by vznikat ony dlouhé, ale pozoruhodně svou strukturou pravidelné molekulární řetězce periodického typu, charakteristické pro složité organické látky.

Těleso o teplotě T a o poloměru R vyzařuje každou vteřinu celkové množství energie

$$L = 4\pi R^2 \sigma T^4, \quad (10)$$

tj. hustota toku energie ve vzdálenosti r bude

$$E = \frac{L}{4\pi r^2} = \sigma T^4 (R/r)^2. \quad (11)$$

Dosadíme-li tento výraz do vztahu (7), přesvědčíme se snadno, že při dostatečně vysokém koeficientu užitečného účinku η musí být splněny v dostatečně velké míře i nerovnosti teplot ($T > T_0$) a úhlové rozměry zdroje záření, tzn., že efektivním zdrojem záření může být pouze žhavá a příslušně vzdálená hvězda. Poslední výzkumy [9], [10] dokazují, že dokonce i v současných podmínkách poměrné izolace a vysokého stupně rozvoje organické přírody na Zemi, potřebují zde zelené rostliny splnění takových podmínek, které jsou vyjádřeny vztahem

$$T > 2T_0 = 600^\circ. \quad (12)$$

Úspěšný rozvoj života, uskutečňovaný neustálou výměnou látek s okolním prostředím, probíhá pak cestou intenzivního přirozeného výběru, který můžeme zřetelně pozorovat již ve stadiu koacervátních kapek [1]. Přežívají pouze ty organismy, které křehkost své organizace (stavby) vyrovnávají ve srovnání s neorganickou přírodou zvýšenou schopností reagovat silnými a určitým směrem probíhajícími biochemickými reakcemi na všechny vlivy okolního prostředí. Při malé hodnotě koeficientu užitečného účinku by sotva mohlo dojít ke vzniku mechanismu fotosynthesy. Primitivním rostlinám (řasám) je vlastní rychlý růst a zároveň také větší hodnota η . V bílkovinách (fermentech), které plní funkci katalysátorů, získala živá hmota mohutné urychlovače chemických procesů a vlastní vnitřní aparát, regulující tyto procesy. Jdeme proto správnou cestou, když usuzujeme, že v prvopočátcích živé hmoty, která ještě nebyla schopna vydělit se z obklopujícího jí prostředí, ale měla již značnou potenciální schopnost rozvoje a dalšího zdokonalování, musela být rychlost výměny látkové řádově srovnatelná s rychlostí obnovování molekulární směsi v ekvivalentním objemu samého vodního prostředí, nebo — v nejvýhodnějších podmínkách — musí být souměřitelná s rychlostí přítoku energie a hmoty, použitelné k výměně látkové. Tím se pravděpodobně určuje spodní hranice velikosti η a patrně i teploty zdroje záření.

(Dále autor rozvádí na podrobném orientačním výpočtu, kolik energie se ztrácí při tvorbě peptidových spojení aminokyselin, uvádí rychlost výskytu aminokyselinových částic na 1 cm^2 uvažovaného povrchu, koeficienty difuze různých organických látek ve vodním roztoku při T_0 , určuje hodnotu střední koncentrace nasycení aminokyselin při normální teplotě c a vyjadřuje ji v molech na 1 cm^3 vodního roztoku. Dochází zde k hodnotě

$$c \cong 1 \cdot 10^{-3} \text{ mol/cm}^3. \quad (13)$$

Pro organické přetvoření veškeré „stavební hmoty“ je nezbytné, aby na čtvereční centimetr povrchu uvažovaných organismů dopadala a každou vteřinu byla využívána energie

$$E\eta \cong \frac{D}{\delta} c q \cong \frac{1 \cdot 10^{-5}}{3,5 \cdot 10^{-3}} \cdot 1 \cdot 10^{-3} \cdot 3000 \frac{\text{cal}}{\text{cm}^2 \text{sec}} \cong 0,009 \frac{\text{cal}}{\text{cm}^2 \text{sec}}. \quad (14)$$

Dosadíme-li zde podmínku (7) a odhad (3), obdržíme

$$E \cong \sigma T_0^4 \cong 0,011 \frac{\text{cal}}{\text{cm}^2 \text{sec}}. \quad (15)$$

a

$$\eta \cong 0,8. \quad (16)$$

Dosadíme-li odhad veličiny η do nerovnosti (6), nalezneme spodní mez pro teplotu T

$$T > 5T_0 \cong 1500^\circ, \quad (17)$$

což znamená, že zdroj záření, nezbytný pro úspěšný rozvoj života, musí mít dostatečně velkou hvězdnou teplotu. Na druhé straně však teplota tohoto zdroje záření nesmí být zase příliš vysoká, protože jinak by ztratil veškerou svoji energii dříve než by se život mohl rozvinout do svých vyšších forem. Proces rozvoje života na Zemi obsáhl podle starších odhadů období přibližně jedné miliardy let [15], podle novějších výsledků jde o období nejméně tři miliard let [16].

Poslední vědecké poznatky nasvědčují tomu, že znatelně rychleji vývoj života proběhnout nemůže. (Tuto tezi dokládá dále autor podrobnými výpočty možných variací ve vazbě nukleoidů v nukleových kyselinách, možnými rychlostmi jejich přemístování při středních teplotách a dochází k závěru, že při možnosti vyčerpání řádově velmi značného počtu přeměn uvnitř nukleových kyselin, které byly nezbytné k dosažení vysokého stupně vývoje živé hmoty, vychází skutečně časově období větší než 3 miliardy let. Zde je dále nutno upozornit, že poslední výzkumy biochemie svědčí ve prospěch velkého významu nukleových kyselin. Věda sice ještě nezná všechny biologické úkoly, které plní nukleové kyseliny v organismu, ale těch několik, které byly v poslední době objeveny, je takového rázu, že z nich je možno právem usuzovat na klíčové postavení nukleových kyselin v otázce vzniku a vývoje života. Přesné chemické složení a hlavně chemickou stavbu nukleových kyselin ještě neznáme, ale víme o nich, že se skládají z velikého počtu chemicky poměrně jednoduchých látek, které jsou spolu řazeny podle určitých pravidel. Základními složkami nukleových kyselin jsou tři typy jednoduchých sloučenin: dusíkatá zásada, cukr a fosforečná kyselina, které chemicky spolu vázané v mnohonásobném opakování dávají velkou molekulu nukleových kyselin.) [11, 12, 13, 14, 15, 16].

Základní vztah mezi energií a hmotou libovolného tělesa umožňuje odhadnout maximální zásobu energie zdroje záření z jeho hmoty M :

$$Q = Mc^2 \quad (c = 3 \cdot 10^{10} \text{ cm/s}). \quad (18)$$

Aby mohl zdroj vyzářit tutou energii s konstantní svítivostí L za dobu τ (která je, jak bylo výše uvedeno, za předpokladu konstantní teploty T , v době vzniku a vývoje života nutná), je zřejmě nezbytné, aby byla splněna nerovnost

$$Q/L \geq \tau, \quad (19)$$

tj.

$$T \ll \left(\frac{Mc^2}{4\pi R^2 \sigma \tau} \right)^{1/4}. \quad (20)$$

Dosadíme-li do pravé strany nerovnosti (20) za poloměr příslušný výraz, obsahující hmotu a střední hustotu zdroje ρ , obdržíme:

$$T \ll \left[\frac{c^2}{\sigma \tau} \left(\frac{\rho^3 M}{36\pi} \right)^{1/3} \right]^{1/4}. \quad (21)$$

Podle A. I. Lebedinského [17] u velmi hmotných těles, nacházejících se za podmínky lokální termodynamické rovnováhy v kvasistacionárním stavu, kdy hustota energie záření je dána teplotou tělesa, existuje horní mez pro celkovou hmotu tělesa: $M \leq 100M_{\odot}$, kde $M_{\odot} = 2 \cdot 10^{33}$ g je hmota Slunce. Obvyklá střední hustota hmoty, neuvažujeme-li abnormálně husté hvězdy [18], nepřevyšuje 50 g/cm³. Nerovnost (21) dává tedy horní mez pro teplotu T :

$$T \ll 10^5. \quad (2)$$

Teplota zkoumaného zdroje záření tak leží v oblasti obvyklých teplot hvězd a střední geometrický průměr z krajních odhadů (vzorce (17) a (22)) je řádově stejný jako efektivní teplota našeho Slunce ($T_{\odot} = 6000^{\circ}$). A setkáme-li se u hvězd s případy mimořádně velkých hustot, patří tyto hvězdy do oblasti tzv. degenerovaných konfigurací, kde hmota tělesa je prakticky v jednoznačném vztahu s hustotou a je řádově stejná jako u obyčejných hvězd [19].

Jsou zde proto všechny důvody k závěru, že zdroj záření, nezbytný k efektivnímu rozvoji života, musí skutečně patřit do světa hvězd. Analysujeme-li však na druhé straně vlastnosti nám známých hvězd, vidíme, že ne všechny z nich by se hodily pro tuto úlohu.

Z možných úvah musíme především vyloučit hvězdy nestabilní (proměnné s velkou amplitudou, vybuchující hvězdy — novy, supernovy) [1]. Dále nemůžeme brát v úvahu veleobry a žhavé obry, protože jejich svítivosti a korpuskulární záření jsou tak veliké, že svědčí o celkem malém stáří těchto hvězd [20]. Dále musíme vyloučit i bílé trpaslíky. Při stejné hmotě jako Slunce mají svítivost o 2–3 řády menší [18] a pro udržení potřebné teploty T_0 by musely mít vzdálenost r asi o 1,5 řádu menší, než je vzdálenost Slunce od Země. A v takové vzdálenosti by pro vytvoření planetárního tělesa (nezbytného pro existenci života) byly vážnou překážkou slapové síly centrální hvězdy [21], nehledě již na tu skutečnost, že při přechodu hvězdy na bílého trpaslíka (s mimořádně velkou hustotou), převyšuje svítivost značně potřebnou hodnotu. Obdobné důvody můžeme uvádět i pro jiné typy hvězd. Jako pravděpodobné zdroje energie, vhodné k úspěšnému rozvoji života, zůstávají pak v podstatě pouze hvězdy hlavní posloupnosti, a to s výjimkou její ranné části, protože při $M > 1,3M_{\odot}$ nemají příslušné hvězdy potřebné stáří (převyšující 3 miliardy let) [22].

3. Planety — nositelé života

Odhad teploty T_0 [vzorec (3)] vede k závěru, že kosmické těleso, na kterém může vzniknout a dále se vyvíjet život, musí mít dostatečně malou hmotu, neboť v tělesech o velkých hvězdných hustotách začínají působit jaderné zdroje energie a povrchové teploty takových těles stoupnou na vysoké hodnoty. Kromě toho nesmí být hydrosféra (kolébka života), oddělena příliš hustou vrstvou atmosféry od svého zdroje záření; na druhé straně musí však být atmosféra dostatečně hustá tak, aby přiblížila efektivní teplotu záření T teplotě životního prostředí T_0 , tzn. prakticky, aby na odpovídající míru zmenšila maximální možnou velikost koeficientu užitečného účinku η . Jiným způsobem řečeno, musíme předpokládat, že kosmické těleso planetárního typu (vhodné pro vznik života) musí kosmogonicky rychle ztratit termickou dissipací svou původní, počáteční atmosféru, charakteristickou pravděpodobně značným množstvím volného vodíku. Odtud vyplývá, že hmota takového tělesa musí být přibližně řádově stejná jako hmota Země nebo menší. Pro

úspěšný rozvoj života je však na druhé straně nutné udržení tzv. druhotné atmosféry, obsahující volný kyslík, který je nutný pro dýchání výše organizovaných živých jedinců a který vzniká fotosyntesou (látkovou výměnou u rostlin, asimilací uhlíku). Z tělesa o hmotě řádově blízké hmotě našeho Měsíce by volný kyslík při teplotě T_0 kosmogonicky rychle dissipoval. I to dokazuje dříve uvedený závěr, že vznik a efektivní rozvoj života je možný pouze na planetárních tělesech s hmotou řádu Země nebo jen poněkud menší: $10^{28} - 10^{26}$ g, tj.

$$M_0 = 5(10^{-6} \text{ až } 10^{-8}) M_{\odot}. \quad (23)$$

Povrchová teplota tělesa, osvětlovaného zdrojem záření o nevelkém úhlovém rozměru, je úměrná čtvrté odmocnině z osvětlení:

$$T_0 = \left(\frac{L}{4\pi r^2 \sigma} \right)^{1/4}. \quad (24)$$

Pro udržení střední sekulární teploty T_0 (vzorec (3)) s dostatečnou přesností je nutné, aby střední vzdálenost zdroje záření byla zachována s přesností do 20%,

$$\Delta r/r \cong 0,2, \quad (25)$$

tzn., že hledané kosmické těleso skutečně musí být typickou planetou, obíhající kolem centrální hvězdy po téměř kruhové dráze s excentricitou ne větší než

$$e \leq 0,2. \quad (26)$$

Bude-li zdrojem záření dvojhvězda (a ne hvězda osamělá) o celkové svítivosti řádu $2L_{\odot}$, musí se vzdálenost planety zvětšit na $\sqrt{2} \cdot r_{\odot}$. Aby přitom dráha planety v období τ ($\tau = 3 \cdot 10^9$ let) zachovala svůj téměř kruhový charakter, musí být vzdálenost mezi složkami dvojhvězdy o několik řádů menší. Slapové působení v tak těsné dvojhvězdě by zřejmě narušilo stabilitu její struktury i jejího záření [23]. Podobné důvody vedou k vyloučení i vícenásobných soustav hvězd z úvah o možném zdroji záření pro vznik a vývoj života, zejména uvážíme-li zmenšení jejich hustoty se zvětšením celkové hmoty. Dokonce i tak husté soustavy jako hvězdokupy nedávají dostatečné osvětlení, nutné pro udržení k životu nutné teploty na povrchu planet, a to nejen dále od systému, ale ani na jeho hranici a dokonce ani v jeho centru.

Vznik a úspěšný rozvoj života je tedy možný pouze na některých planetách, které mají určitou, předešlými výpočty vymezenou hmotu a obíhají v určité vzdálenosti po téměř kruhových drahách kolem osamělých hvězd vymezeného typu.

4. Galaxie — typické hvězdné systémy vhodné pro existenci života

Závěr o nezbytnosti velmi specifických podmínek pro možnost přirozeného vzniku života a jeho rozvoje, podmínek, které jsou ve všech směrech dány vždy pouze úzce vymezenou oblastí hodnot, učinili obecně již dříve ve svých pracích A. I. Oparin a V. G. Fesenkov [1]. Život ani zdaleka neexistuje na každém kosmickém tělese. Hustotu prostorového rozmístění života ve vesmíru můžeme orientačně určit, vezmeme-li v úvahu předpoklad, že každá z podmínek nutných k existenci života: 1. stacionárnost, rovnováha a dostatečně vysoké stáří hvězdy, 2. její osamělost, 3. existence planetárního systému, 4. přítom-

nost planet s potřebnou hmotou, 5. oběh těchto planet kolem centrální hvězdy po více-méně kruhových drahách a nakonec 6. vymezené rozměry oběžných drah — snižuje celkovou pravděpodobnost realizace takové situace, která je vhodná ke vzniku a vývoji života. Oprávněně můžeme předpokládat, že „pouze v jednom případě z miliónu namátkou pozorovaných hvězd můžeme počítat s tím, že objevíme planetu, na které bude v tom neb onom stupni vývoje existovat život“ [1]. To prakticky znamená, že realnost našeho vlastního života, možnost existence života na Zemi, by byla nepravděpodobnou událostí bez současné existence nejméně 10^6 hvězd.

Z tohoto závěru vyplývá i odhad minimální možné hmoty hvězdné soustavy, typické pro vznik a vývoj života:

$$m > 10^6 M_{\odot}. \quad (27)$$

Maximální možnou hustotu pro uvedenou soustavu můžeme odhadnout, vezmeme-li v úvahu podmínku velmi malé pravděpodobnosti přiblížení a srážky pozorované hvězdy s jakýmkoli jiným hvězdným tělesem do vzdálenosti řádově $2r_{\odot}$ za časové období řádově τ , tj.

$$\pi(2r_{\odot})^2 v \tau \frac{\delta}{M_{\odot}} < 1, \quad (28)$$

kde $r_{\odot} = 1,5 \cdot 10^{10}$ cm je typická vzdálenost „oživené“ planety od centrální hvězdy, v střední rychlost oběžného pohybu hvězd v soustavě a δ střední hustota hmoty v soustavě. Kdyby nebyla podmínka (28) splněna, pak by byl jakýkoli planetární systém, vhodný pro rozvoj života, nutně narušen ve své struktuře i vývoji přiblíživší se sousední hvězdou, což by znamenalo přerušení normálního rozvoje života (oběžné dráhy planet by při nejmenším radikálně změnily svůj původní charakter).

Střední oběžnou rychlost uvnitř systému můžeme pro hvězdy určit na základě celkové hmoty soustavy a jejího středního poloměru ϱ [24]:

$$v \cong \sqrt{\frac{Gm}{2\varrho}}. \quad (29)$$

Nahradíme-li poloměr soustavy hodnotou její hmoty m a střední hustoty δ

$$\varrho = \left(\frac{3m}{4\pi\delta}\right)^{1/3}, \quad (30)$$

a dosadíme-li vztah (29) do nerovnosti (28), dostaneme

$$\delta < \left(\frac{3M_{\odot}^3}{2^{11}\pi^7 G^2 r_{\odot}^6 m^2}\right)^{1/7} \cong 10^{-12} \left(\frac{m}{M_{\odot}}\right)^{-2/7} \text{ g/cm}^3. \quad (31)$$

Použijeme-li nerovnost (27), vychází

$$\delta \ll 2 \cdot 10^{-14} \text{ g/cm}^3. \quad (32)$$

Uvážíme-li na druhé straně skutečnost, že pozorované hvězdné soustavy se vytvářejí gravitační kondensací z poměrně řídkého prostředí (s hmotou v difusním stavu), dojdeme k hodnotě minimální možné hustoty, i když bude poněkud problematická. Mezi chemickými prvky, které vstupují do struktury živých organismů, je celá řada různých mikroelementů, které mají (nehledě na jejich relativně malou soudržnost) značný význam, dosud ještě ne vždy dostatečně objasněný. Jsou případy, kdy se živé organismy, které mají nedo-

statek nebo vůbec nemají některé z těchto mikroelementů, nedokáží přizpůsobit, podléhají patologickým změnám a dokonce hynou [25]. Je proto nutné počítat s tím, že pro úspěšný rozvoj života je naprosto nezbytná existence dostatečného množství nejružnějších mikroelementů. Zde však musíme brát v úvahu, že některé z nich jsou prvky radioaktivní, které se v normálních podmínkách nezvratně rozpadají a mají životnost (poločas rozpadu) řádově 10^9 let. Z tohoto hlediska je přirozené nutné uvažovat, že proces kondensace pozorovaných hvězdných soustav musí proběhnout za období řádově 10^{11} let nebo rychleji. Pro nerušený průběh procesu kondensace z prvotního difusního prostředí je naprosto nutná přeměna kinetické energie částic v energii záření, kterou ztrácí tvořící se soustava; a to je možné pouze za splnění předpokladu vzájemných srážek částic. Při teplotě nepřevyšující T_0 [viz (3)], střední tepelná rychlost ani nejllehčích atomů vodíku nepřevyšuje hodnotu $3 \cdot 10^5$ cm/s. Aby mohlo dojít při této rychlosti v prostředí s korpuskulární hustotou $\delta/m_H \cong \cong 6 \cdot 10^{23} \delta \text{ g}^{-1}$ průměrně k jedné srážce atomu o poloměru 10^{-8} cm za období 10^{10} let $\cong 3 \cdot 10^{17}$ s, musí být splněna podmínka

$$\pi(2 \cdot 20^{-8})^2 3 \cdot 10^5 \cdot 3 \cdot 10^{17} \cdot 6 \cdot 10^{23} \delta > 1, \quad (33)$$

tj.

$$\delta > 10^{-32} \text{ g/cm}^3. \quad (34)$$

Střední hustota naší Galaxie a ostatních zkoumaných galaxií leží mezi krajními odhady (32) a (34) — u jejich středního geometrického průměru — a celkové hmoty galaxií odpovídají nerovnosti (27) [26].

Tak docházíme k závěru, že galaxie se projevují jako typické hvězdné soustavy, vhodné pro vznik a vývoj života, s takovými fyzikálními charakteristikami, které dovolují domněnku, že kolem jejich některých hvězd mohou (a musí) obíhat planety s vhodnými podmínkami pro život (i s životem na vyšším stupni vývoje).

5. Rozpínající se metagalaxie jako typický systém galaxií vhodných pro život.

Vznik jedné osamělé galaxie při gravitační kondensaci difusního prostředí by bylo z fyzikálního hlediska prakticky zcela nepravděpodobné. Ukazuje se, že v tomto procesu musí docházet k vytvoření celého systému galaxií, jehož střední hustota se bude nalézat v mezích daných vzorcí (32) a (34). Dosadíme-li do levé části vzorce (33) místo hypotetické veličiny $3 \cdot 10^{17}$ sec skutečnou hodnotu stáří chemických prvků [27]

$$\tau_0 \cong 5 \cdot 10^9 \text{ let} \cong 1,5 \cdot 10^{17} \text{ s} \quad (35)$$

a zvětšíme-li pravou část (počet srážek) o jeden až dva řády (pro zvýšení efektivnosti procesu kondensace), dostaneme

$$\delta \geq 10^{-30} \text{ g/cm}^3. \quad (36)$$

Skutečná hustota hmoty v pozorované části metagalaxie [28], určená celkem přibližně, se poměrně blíží k udané dolní hodnotě (36). Je proto správné předpokládat, že hustoty kosmických systémů vyššího typu (systém metagalaxií) neodpovídají již nerovnosti (36), to znamená, že tyto systémy musely vzniknout v podstatně jiných fyzikálních podmínkách (kdy bylo možné obnovování chemických prvků). To vede k závěru, že metagalaxie musí být více nebo méně „uzavřenou“ fyzikální soustavou, kterou pro prvé přiblížení celkem správně

znázorňuje relativisticko-kosmologický model. Přirozeně pro jednoduchost můžeme tuto soustavu uvažovat jako homogenní a isotropní.

A. Friedmann [29] ukázal, že uvedený model s konečnou kladnou hustotou δ můžeme obdržet z daných rovnic pole obecné teorie relativity bez předcházejícího zavedení kosmologického členu *ad hoc*, avšak pouze tehdy, když upustíme od podmínky stacionárnosti modelu.

Po Hubbleově objevu rudého posuvu extragalaktických mlhovin [30], interpretovaného jako rozpínání metagalaxie, vzdal se sám tvůrce teorie relativity A. Einstein [31] stacionárního kosmologického modelu (modelu konečného vesmíru) a zavedení kosmologického členu, a přiznal, že zlepšené Friedmannovo schema je nejobecnějším řešením tzv. kosmologického problému.**)

Statistická úměrnost rudého posuvu (nebo dopplerovské radiální rychlosti) galaxií k jejich vzdálenosti od nás

$$v \cong \frac{\Delta\lambda}{\lambda} c = Hr \quad (37)$$

je zjištěna celkem daleko a s přesností asi 20% určuje hodnotu Hubbleovy konstanty [32] na

$$H = 180 \text{ km/s na } 10^6 \text{ parseků} . \quad (38)$$

Převratná hodnota

$$1/H = 5,4 \cdot 10^8 \text{ let} \quad (39)$$

charakterisuje řádově stáří metagalaxie a poměrně velmi dobře souhlasí s hodnotou (35) pro stáří chemických prvků. Přibližně před tolika lety začalo rozpínání naší metagalaxie, pokračující dodnes.

Model A. Friedmanna připouští matematicky jak rozpínání, tak smršťování. Ve druhém případě by však galaxie projevovaly modrý posuv, to znamená že jejich efektivní svítivost by rostla se vzdáleností od nás a teplota, odpovídající celkovému záření metagalaxie, by převýšila nejen skutečně v optickém a radiovém oboru pozorovanou hodnotu, ale pravděpodobně i krajní teplotu, vymezenou pro vznik kondenzačních jader v prvotním difusním prostředí. A bez toho si těžko můžeme představit vznik planet.

Poloměr zakřivení metagalaxie a se určuje známou rovnicí [34, 35]:

$$\frac{1}{a^2} = \pm \left(\frac{8\pi G}{3c^2} \delta - \frac{H^2}{c^2} \right), \quad (40)$$

kde G je gravitační konstanta, c rychlost světla a znaménka odpovídají prostorem kladné a záporné křivosti. Určení znaménka křivosti metagalaktického prostoru je pro nepřesnost odhadu střední hustoty hmoty metagalaxie velmi obtížné. Zhruba ji můžeme určit ze součtu hmot většího počtu galaxií v dostatečně velkém prostoru za předpokladu, že ostatní galaxie mají hmotu řádově stejnou jako naše Galaxie. Podle starší práce Mc Vittieho [38], „*střední hustota nepřevyšuje 10^{-27} g/cm^3 a její nejpravděpodobnější hodnota je řádově 10^{-29} g/cm^3* “. Od těch dob bylo ovšem nutno v důsledku změny nulového bodu závislosti perioda-svítivost cefeid zvětšit všechny mezagalaktické vzdálenosti přibližně dvakrát, avšak tomu odpovídající zmenšení střední hustoty je kompensováno existencí nedávno objevených absolutně slabých galaxií a mezagalaktické

**) Viz také úlánek G. A. Kursanov, *Einsteinovy filosofické názory na povahu geometrických pojmů*, v tomto čísle, str. 608.

temné a svítící hmoty. Tak P. P. Parenago [24] uvádí hodnotu

$$\delta \cong 4 \cdot 10^{-29} \text{ g/cm}^3 \quad (41)$$

a nepočítá v současné době s její podstatnou opravou. Je ovšem pravda, že M. S. Ejgenzon [36] vychází z podstatně vyšší hustoty, řádově $10^{-27} - 10^{-28}$ g/cm³.

Kritická hodnota hustoty, při které je prostor nezakřivený ($a = \infty$), je rovna

$$\delta_k = \frac{3H^2}{8\pi G} \cong 6 \cdot 10^{-29} \text{ g/cm}^3. \quad (42)$$

Při $\delta < \delta_k$ má prostor křivost zápornou, při $\delta > \delta_k$ kladnou. A. Einstein [31] považoval za možné experimentálně dokázat pouze kladnou křivost metagalaxie, neboť neviděl reálných možností k určení horní hranice δ (vzhledem k tomu, že astronomicky není možné pozorovat veškerou hmotu — hmotu nesvítící). Celkovou (dynamickou) hustotu metagalaxie je však možné odhadnout z jejich kinematických vlastností. V. C. Rubin [37] a K. F. Ogorodnikov [38] vycházeli z radiálních rychlostí galaxií v našem metagalaktickém okolí, do něhož patří i tak zvaná supergalaxie (místní soustava galaxií), a dospěli k souhlasným odhadům diferenciální rotace celé soustavy. Je možno soudit, že střední pekulární rychlosti galaxií v této soustavě, způsobené nikoli celkovým rozpínáním prostoru, ale vnitřními dynamickými poměry, jsou úměrné vzdálenosti od středu soustavy s koeficientem úměrnosti řádu 100 km/s. $v \cong 3 \cdot 10^{-18} \text{ sec}^{-1}$, tj. $v \cong 3 \cdot 10^{-18} \rho \text{ sec}^{-1}$.

$$v \cong 3 \cdot 10^{-18} \rho \text{ sec}^{-1}. \quad (43)$$

Dosadíme-li tento výraz do vztahu (29), dostaneme s použitím (35) dynamický odhad střední hustoty

$$\delta \cong \frac{3}{2\pi G} \frac{v^2}{\rho^2} \cong 6 \cdot 10^{-29} \text{ g/cm}^3. \quad (44)$$

Vezmeme-li v úvahu existenci supergalaxie [39], je možné tuto hodnotu považovat za horní mez střední hustoty celé metagalaxie; tedy, metagalaktický prostor má zápornou křivost s poloměrem křivosti

$$a > \frac{c}{H} \cong 1,7 \cdot 10^9 \text{ ps}. \quad (45)$$

Mimoходом řečeno, V. A. Fok [40] dochází k závěru, že řešení kosmologického problému za předpokladu kladné křivosti „by vedlo k podivným představám o vlastnostech prostoru a času (konečný, periodický s časem se měnící objem atd.), které by jen stěží mohly mít fyzikálního opodstatnění“. Jinými slovy, fyzikální prostor, jako základ soustavy galaxií (nebo jiných kosmických soustav), nesmí mít kladnou křivost.

Ve shlučích galaxií, které mají hustotu převyšující kritickou hodnotu (42), dochází vlivem silného vzájemného působení jejich členů k omezení kinematického rozptylu (37) [35].

Relativistický rudý posuv je lineární jen v prvním přiblížení. Pouze při malých posuvech je možné z obecných rovnic [40]

$$\begin{aligned} \frac{rH}{c} &= y + \frac{1}{2} y^2, \\ \frac{\Delta\lambda}{\lambda} &= y + \frac{2}{3} \pi G \frac{\delta}{H^2} y^2 \end{aligned} \quad (46)$$

dojít ke vztahu (37) (zanedbáním kvadratických členů vůči lineárním). Při velmi značných posuvech je naopak možné zanedbat lineární členy a závislost posuvu na vzdálenosti se opět přiblíží lineární, avšak zřejmě s menším koeficientem úměrnosti (v případě záporné křivosti prostoru):

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} c = \frac{4}{3} \pi G \frac{\delta}{H^2} H r = \frac{1}{2} \frac{\delta}{\delta_k} H r. \quad (47)$$

V přechodném středním intervalu, který již leží na hranici dosažitelnosti pro astronomické prostředky současné doby, se musí projevit odchylky od lineární závislosti.

Podle nedávné práce [32] byl pro velmi vzdálené galaxie zjištěn pokles růstu rudého posuvu se vzdáleností (ve srovnání s lineární závislostí (37)); to znamená že koeficient u y^2 ve druhé rovnici (46) musí být menší než v rovnici první:

$$\delta < 2\delta_k \cong 1,2 \cdot 10^{-28} \text{ g/cm}^3, \quad (48)$$

což je nový nezávislý odhad střední hustoty metagalaxie. Určovat odtud samu hodnotu δ by bylo ještě předčasné. Můžeme ale tvrdit, že metagalaktický prostor je skutečně prostorem záporné křivosti (prostorem Friedmanna-Lobačevského).

Stáří metagalaxie (její vlastní fyzikální doba existence T) je určeno známým vztahem [40]:

$$T = \tau - \frac{\alpha^2}{\tau} - 2\alpha \lg \frac{\tau}{\alpha}, \quad (49)$$

kde

$$\frac{4\tau\alpha}{(\tau + \alpha)^2} = \frac{\delta}{\delta_k}, \quad \frac{\tau(\tau + \alpha)}{(\tau - \alpha)^2} = H. \quad (50)$$

Použijeme-li odhadu (41), dávají uvedené rovnice výsledky: $\tau \cong 17,5 \cdot 10^9$ let a $\alpha \cong 4,69 \cdot 10^9$ let, tj. $T \cong 3,9 \cdot 10^9$ let. Příznivější stáří obdržíme, použijeme-li nižší hodnotu hustoty δ . Tak při $\delta \cong 5 \cdot 10^{-30} \text{ g/cm}^3$ je $T \cong 4,9 \cdot 10^9$ let v soulase s nezávislým odhadem stáří chemických prvků (viz (35)). Poloměr křivosti metagalaxie je tedy v podstatě určován Hubbleovou konstantou a příliš se neliší od spodního odhadu (45).

Předpoklad „uzavřenosti“ metagalaxie, o kterém jsme se zmínili na začátku tohoto odstavce, vede zřejmě k závěru, že její rozměry musí být téhož řádu nebo větší, než poloměr křivosti. Poloměr metagalaxie vychází tedy v krajním případě na $1,7 \cdot 10^9 \text{ ps} \cong 5 \cdot 10^9$ světelných let, což je zcela potvrzováno pozorováním. Je-li koule takového poloměru vyplněna hmotou o střední hustotě $\delta \cong 5 \cdot 10^{-30} \text{ g/cm}^3$ a specifickou svítivostí L_{\odot}/M_{\odot} , pak by libovolná částice, nalézající se v této kouli, měla (pokud by nebyl uvažován rudý posuv) teplotu asi 7° . Taková teplota by již do určité míry bránila vzniku kondenzačních center, nutných pro efektivní ochlazení kosmické hmoty a pro její vývoj až do hvězdných a planetárních soustav. Pouze díky rudému posuvu se teplota v metagalaktickém prostoru snižuje téměř na absolutní nulu — na hodnotu příznivou příslušným evolučním procesům. Rozpínající se metagalaxii tak můžeme pokládat za typickou soustavu, vhodnou pro existenci života.

Závěr

I když mají výše uvedené výpočty pouze orientační charakter a nejsou tedy v podstatě absolutně přesné, přesto dostatečně přesvědčivě potvrzují hlavní myšlenku, že základní vlastnosti astronomií pozorovaného vesmíru (oběh planet kolem hvězd, které se seskupují v galaxie, tvořící rozpínající se metagalaxii) jsou charakteristické pro takové hvězdné soustavy, na kterých může existovat živá hmota. Vznik a úspěšný rozvoj života v naší metagalaxii a v soustavách, které jsou jí podobné, není výsledkem nějakých anomálních počátečních podmínek, ale zákonitým výsledkem vývoje kosmické hmoty. V jiných oblastech vesmíru s naprostě odlišnými fyzikálními podmínkami (hustotou, teplotou, chemickým složením a stářím celého prostředí) zřejmě nemůže existovat život v takové formě, která je nám známa — a pouze o takové je možno také mluvit z hlediska současné vědy. Z této velmi závažné these vyplývá, že pozorujeme ne libovolnou oblast vesmíru, ale právě takovou, která je svou strukturou vhodná pro vznik a vývoj života. Nemáme samozřejmě žádné důvody připisovat vesmíru jako celku stejné vlastnosti, jaké má naše metagalaxie. Taková extrapolace by byla právě tak chybná, jako kdybychom činili závěry o celé hvězdné soustavě pouze na základě výzkumů hvězd, kolem kterých obíhají planety s možnou existencí života (při takovém postupu bychom vědomě ignorovali výskyt nestacionárních hvězd, žhavých obrů a bílých trpaslíků).

Mimochodem řečeno, všechny dosavadní úvahy do jisté míry obnovují Boltzmanovu „flukтуаční hypotézu“, podle níž je nerovnovážený stav pozorované části vesmíru výsledkem jisté grandiosní fluktuace v rovnovážné soustavě jako celku. Obvyklá kritika této hypotézy [41, 42] tvrdí, že pravděpodobnost uskutečnění takové obrovské fluktuace je nesmírně malá ve srovnání s pravděpodobností rozměrem mnohem menších fluktuací, jako např. v měřítku jedné sluneční soustavy, které již postačují pro možnost výskytu živých bytostí. Z hlediska výsledků nalezených v této práci nevypadá tato úvaha přesvědčivě. Ačkoli pro vznik představ o světě stačí, aby existovala jen jedna rozumná bytost, nemůžeme ve skutečnosti ani v nejmenším pochybovat o tom, že by vůbec neexistovaly jiné organismy, nacházející se jak na stejném, tak na mnohem nižším stupni vývoje. Jinými slovy, fluktuace, která by vedla k výskytu jedné „oživené“ sluneční soustavy, by zřejmě musela způsobit vznik mnohem většího počtu „neoživených“ planetárních soustav — celých hvězdných systémů. Přihlédneme-li k tomu, že podmínky gravitační kondensace jsou pro malé hmoty značně nepříznivější než pro hmoty velké [17], ukáže se, že uskutečnění gigantických (ale zato původně bezstrukturních) fluktuací rozměrů metagalaxie je pravděpodobnější, než výskyt menších, ale vnitřní strukturou složitějších fluktuací, při kterých by život vznikal v „čisté formě“ — bez jakýchkoli „odpadků“ ohromných množství neživé neorganické hmoty, nacházející se na nižším vývojovém stupni. Není proto vyloučeno, že „pro existenci živých bytostí, pozorujících před nimi se rozvíjející obraz světa, je nutné uskutečnění gigantických fluktuací (v objemu celé známé části vesmíru)“ [42].

Zkráceně přeložili D. Kohoutková a L. Kohoutek

Literatura

- [1] A. I. Oparin a V. G. Fesenkov, *Život ve vesmíru*, Praha, 1957 (překlad).
- [2] P. S. Epštejn, *Kurs termodynamiki*, Moskva-Leningrad, GITTL, 1948.
- [3] G. Tammann, *Ann. d. Phys.*, 2, 422, 1900.
- [4] P. Bridgman, *Proc. Amer. Acad.*, 47, 441, 1912.
- [5] A. M. Basvel a U. Rodebuš, *Voda — udivitelné veštestvo*, Nauka i žizň, 1956, No. 9.
- [6] F. Engels, *Anti-Dühring*, Praha, 1949 (překlad).
- [7] D. D. Bernal, *Nakanuné nových objevů*, Nauka i žizň, 1956, No 11.
- [8] L. A. Sena, *Jediniy izmerenija fizičeských veličin*, Leningrad-Moskva, GITTL, 1948.
- [9] V. G. Fesenkov, *K voprosu o rastištnosti na Marse*, Dokl. AN SSSR, 1954, 94, No 2.
- [10] P. P. Lazarev, *Eněrgija, jejo istočniki na Zemle i jejo proischožděnije*, Moskva-Leningrad, Gosenergoizdat, 1947.
- [11] A. I. Brodskij, *Fizičeskaja chimija, II*, Moskva-Leningrad, Goschimizdat, 1948.
- [12] *Spravočnik chimika, III*, Leningrad-Moskva, Goschimizdat, 1952.
- [13] *Boľšaja sovětskaja encyklopedija*, 2, 2. vyd., str. 276—277.
- [14] *Spravočnik chimika, II*, Leningrad-Moskva, Goschimizdat, 1951.
- [15] *Boľšaja sovětskaja encyklopedija*, 17, 2. vyd., str. 3—11.
- [16] *Izotop pušěstevujet v glub věkov*, Nauka i žizň, 1956, No 12.
- [17] A. I. Lebedinskij, *Gipotěza ob obrazovanii zvezd*, Voprosy kosmogonii, II, 1954.
- [18] P. P. Parenago a A. G. Masevičová, *Issledovanije zavisimosti massa-světišnost-radius*, část I, trudy GAIŠ, 20.
- [19] S. Chandrasekhar, *Vvedeniye v učeniye o strojenii zvezd*, Moskva, IL, 1950.
- [20] V. A. Ambarcumjan, *Vvodnyj doklad na simpoziume po evolucii zvezd*, Moskva, Izd. AN SSSR, 1952.
- [21] V. G. Fesenkov, *Kritėrij prilivnoj ustojčivosti i jevo primeněniye v kosmogonii*, Astr. žurnal, 1951, 28, No 6.
- [22] G. M. Idlis, *Ob evoljucionnoj interpretacii glavnoj posledovatělnosti zvezd*, Astr. žurnal, 1957, 34, No 5.
- [23] V. A. Krat, *Figury ravnovesija nēbesnyh těl*, Moskva-Leningrad, GITTL, 1950.
- [24] P. P. Parenago, *Hvězdná astronomie*, Praha, Naklad. ČSAV, 1959 (překlad).
- [25] *Boľšaja sovětskaja encyklopedija*, 27, 2. vyd., str. 471—473.
- [26] G. M. Idlis, *Kosmičeskije silovije polja i někotoryje voprosy struktury i evoljucii galaktičeskoj matėrii*, Izvestija Astrofiz. instituta AN KazSSR, tom 4, 1957.
- [27] V. I. Baranov, *Vozrast chimičeskich elementov*, Trudy tretjejj sessii komissii po opreděleniju absoljutnovo vozrasta geologičeskich formacij (Přiloha, str. 251—258), Moskva, 1955.
- [28] G. C. McVittie, *Proc. Phys. Soc.* 51, 537, 1939.
- [29] A. Friedmann, *Über die Krümmung des Raumes*, *Zs. F. Phys.*, 10, 377, 1922.
- [30] E. Hubble, *Proc. Nat. Acad. Sci.*, 15, 168, 1929.
- [31] A. Einstein, *Suštnost teorii otnosištnosti*, Moskva, 1955.
- [32] M. L. Humason, N. U. Mayall a R. A. Sandage, *Redshifts and magnitudes of extragalactic nebulae*, *A. J.*, 61, No 3, 97—162, 1956.
- [33] M. S. Ejgenson, *Pověrchnostnaja jarkost nočnovo něba i beskoněčnosť astronomičeskoj vseľlennoj*, Astr. žurnal, 1939, 16, No 3.
- [34] I. S. Šklovskij, *Fotometričeskij paradox dlja radioizlučeniya metagalaktiki*, Astr. žurnal, 1953, 30, No. 5.
- [35] L. Landau a E. Lifšic, *Těorija polja*, 2. vyd., Moskva-Leningrad, GITTL, 1948.
- [36] M. S. Ejgenson, *Krasnoje smešěniye i tjagotěniye v metagalaktike*, *Cirkuljar Astr. obs. Lvovskovo universitěta*, No 26, 1954.
- [37] V. C. Rubin, *Differential rotation of the inner metagalaxy*, *A. J.* 56, No. 2, 47—48, 1951.
- [38] K. F. Ogorodnikov, *K voprosu o kiněmatike metagalaktiki*, Voprosy kosmogonii, I, 1952.
- [39] G. de Vaucouleurs, *Evidence for a local supergalaxy*, *A. J.*, 58, No 1, 30—32, 1953.
- [40] V. A. Fok, *Těorija prostranstva, vremeni i tjagotěniya*, Moskva-Leningrad, GITTL, 1955.
- [41] L. Landau a E. Lifšic, *Statističeskaja fizika*, Moskva-Leningrad, GITTL, 1951.
- [42] A. L. Zelmanov, *Kosmologija*, Sb. „Astronomija v SSSR za tridcat let“, Moskva-Leningrad, GITTL, 1948.