

Obrázky ke skriptu – Úvod do fyziky hvězd

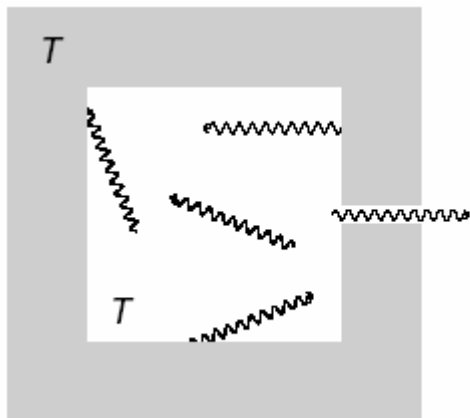
Seznam obrázku a popisků

1	Úvod. Fyzika a hvězdy	3
1.1	act.pdf	3
1.2	obsah.pdf.....	3
1.3	planck.pdf	4
1.4	vesmir.pdf.....	4
1.5	blizkeHR.pdf	5
1.6	Paralaxa.pdf.....	6
1.7	TRblizke.pdf.....	6
1.8	planpri.pdf.....	7
1.9	sidereus.gif.....	7
1.10	aristarchos.pdf.....	8
1.11	elmagvln.pdf.....	8
1.12	Synchrot.pdf.....	8
1.13	vlnodelky.pdf.....	9
1.14	Brzdnezar.pdf.....	9
1.15	ubvri.pdf.....	10
1.16	BraheTychoDeMundiAetheri.jpg.....	10
1.17	DeNovaStellaB2.jpg.....	11
1.18	Galieo-skvrny.gif.....	11
1.19	Kosila.pdf.....	12
1.20	neokrajte.pdf.....	12
2	Stavba hvězd	13
2.1	Coulomb.pdf.....	13
2.2	hydrostat.pdf.....	13
2.3	konvekce.pdf	14
2.4	rocherot.pdf.....	14
2.5	slunce.pdf.....	15
2.6	vazen.pdf.....	16
2.7	maxwellv.pdf (a), maxwelle.pdf (b)	16
2.8	stavrodeg.pdf	17
2.9	cnocyk.pdf	17
2.10	pp-ret.pdf	18
2.11	vykhmo.pdf.....	18
2.12	horivod.pdf	19
2.13	trialfa.pdf.....	19
3	Hvězdné atmosféry	21
3.1	alp_cas.pdf.....	21
3.2	excitace.pdf (a), deexcitace.pdf (b), ionizace.pdf (c), rekombinace.pdf (d), volnasky.pdf (e).....	21
3.3	plyn.pdf.....	22
3.4	sahav2.pdf.....	23
3.5	ztemneni.jpg	23
3.6	chromokor.pdf.....	24

3.7	provznikdv.pdf.....	24
3.8	toky.pdf.....	25
3.9	ekvisir.pdf.....	26
3.10	vodik.pdf.....	26
3.11	emflux.pdf.....	27
3.12	okrajte.pdf.....	27
3.13	Rotpro.pdf.....	28
3.14	kirchhof.pdf.....	28
3.15	skvrna.jpg.....	29
3.16	barte.pdf.....	29
3.17	profilca.pdf.....	30
3.18	slunspena.pdf.....	30
4	Vznik a vývoj hvězd	31
4.1	HRblizko.pdf.....	31
4.2	HRdhm.pdf.....	32
4.3	M3.pdf.....	33
4.4	polvyvoj.pdf.....	34
4.5	predhp.pdf.....	34
4.6	slunhr.pdf.....	35
4.7	Russel.jpg.....	36
4.8	RosenbergH-R.gif.....	36
4.9	izochron.pdf.....	36
4.10	vyvoj1.3HR.pdf (a) , vyvoj1.3KW.pdf (b).....	37
4.11	vyvoj5HR.pdf (a), vyvoj5KW.pdf (b).....	38
4.12	otevrenkyhr.pdf.....	39
5	Závěrečná stadia vývoje hvězd.....	40
5.1	bthr.pdf.....	40
5.2	eftepht.pdf.....	40
5.3	chlazbt.pdf.....	41
5.4	slundeg.pdf.....	41
5.5	centepht.pdf.....	42
5.6	htspek.pdf.....	43
5.7	Pulsar.pdf.....	43
5.8	prompul.pdf.....	44
5.9	SiriusBdrah.pdf (a), SiriusBvid.jpg (b), SiriusBrentgen.jpg (c).....	44
5.10	btrm.pdf.....	45
5.11	trpaspe.pdf.....	46
5.12	cygx1.pdf.....	46
5.13	pauliko.pdf.....	47

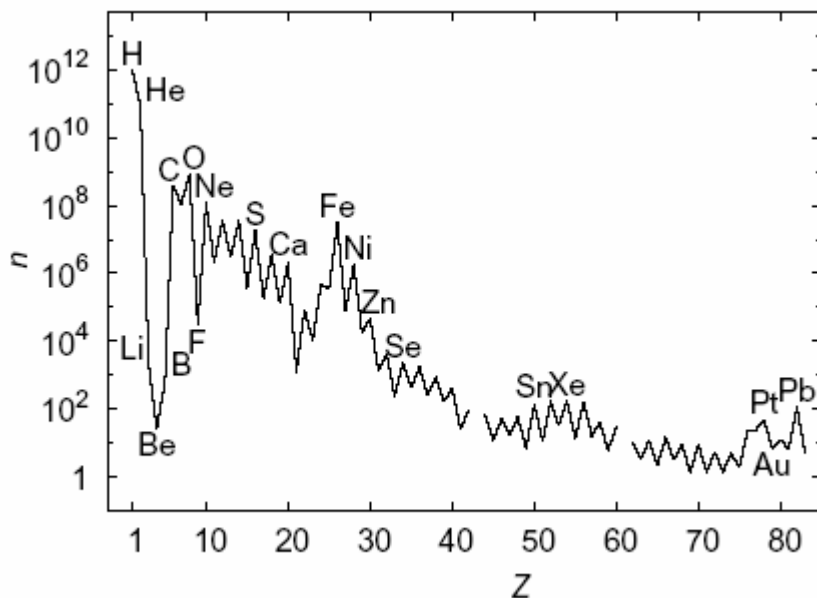
1 Úvod. Fyzika a hvězdy

1.1 act.pdf



Schematický obrázek znázorňující realizaci absolutně černého tělesa. Stěny dutiny jsou vyčerněny, takže co nejlépe pohlcují veškeré záření, které na ně dopadá. Udržovány jsou na teplotě T . V dutině se po krátké době ustaví termodynamická rovnováha. Její stěny vyzařují (a poté také pohlcují) takové záření, že uvnitř dutiny je fotonový plyn o termodynamické teplotě T , jehož spektrum je určeno Planckovým zákonem. Záření takto realizovaného absolutně černého tělesa pak lze pozorovat úzkou štěrbinou vedoucí do dutiny.

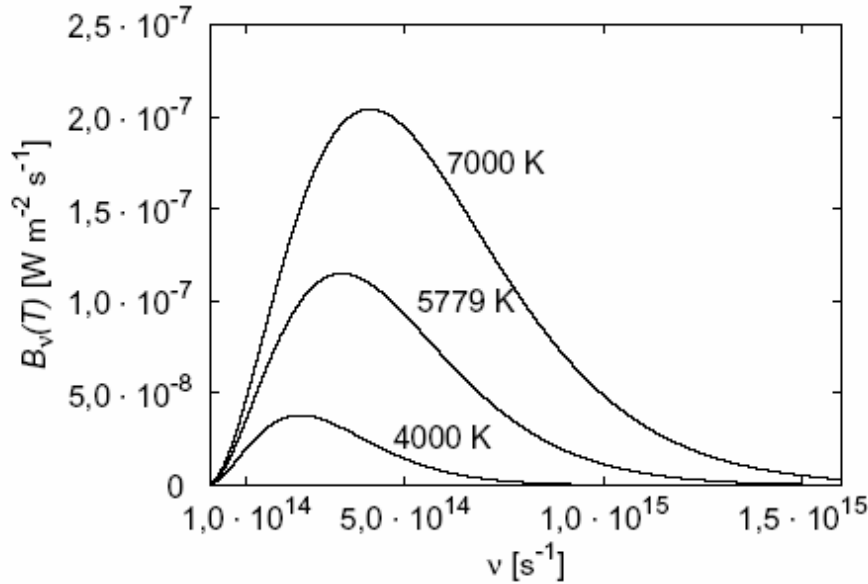
1.2 obsah.pdf



Počet atomů jednotlivých chemických prvků v takovém množství sluneční látky, v němž je právě 10^{12} atomů vodíku. Je patrné, že co do počtu jsou nejdůležitější atomy vodíku a helia, ostatní prvky jsou zastoupeny v nepoměrně menším množství. Nápadné je také velice nízké zastoupení lithia, berylia a boru. Z těžších prvků jsou pak četnější atomy uhlíku, dusíku, kyslíku a prvky skupiny železa. Prvky těžší než zinek jsou ve sluneční látce zastoupeny jen ve velmi malém množství. Zatímco zastoupení lehčích prvků než uhlík je dáno především prvotní nukleosyntézou po velkém třesku, ostatní prvky vznikly díky procesům v nitrech hvězd. Údaje zachycují

vlastnosti látky v povrchových vrstvách Slunce, jejichž chemické složení velmi dobře souhlasí se složením látky, z něhož Slunce povstalo.

1.3 planck.pdf



Rozdělení energie ve spektru absolutně černého tělesa dané Planckovým zákonem pro různé teploty. S rostoucí teplotou roste množství vyzařovaného záření na všech frekvencích a maximum rozdělení se posouvá k větším frekvencím (kratším vlnovým délkám). Rozdělení energie záření nezávisí na materiálu, z něhož je absolutně černé těleso složeno.

1.4 vesmir.pdf

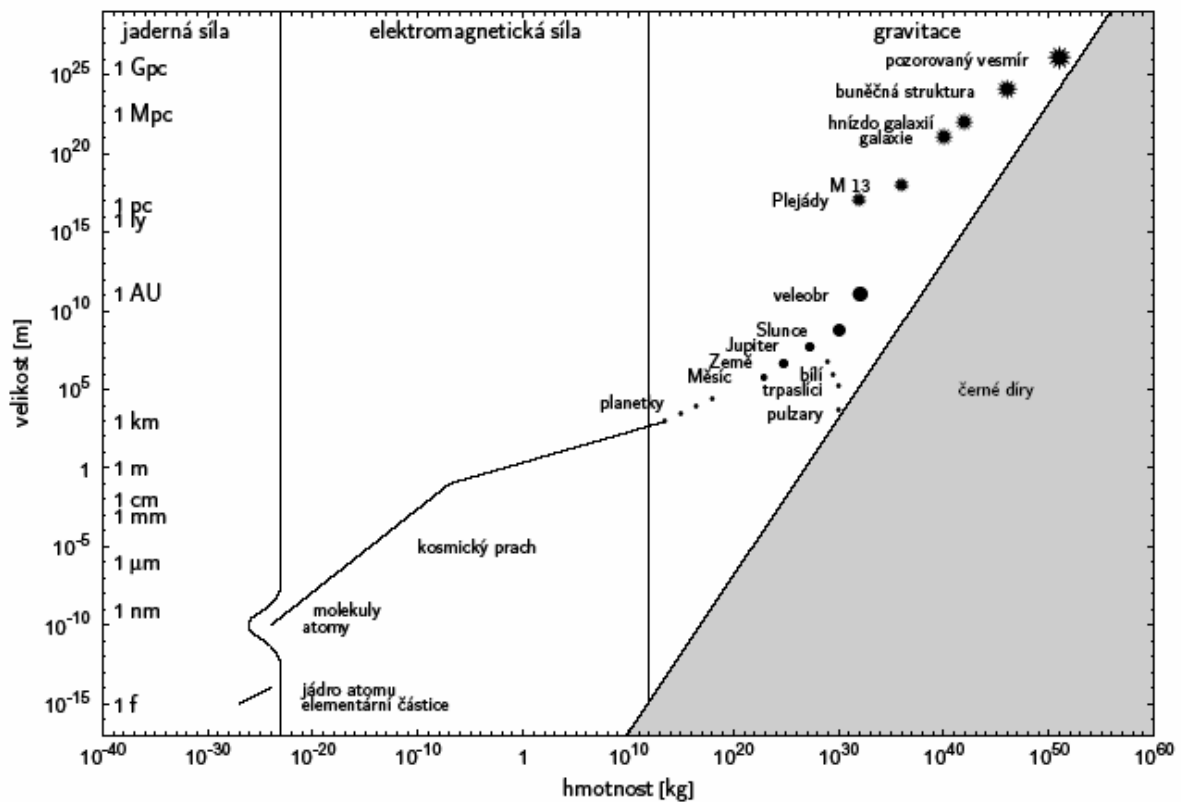
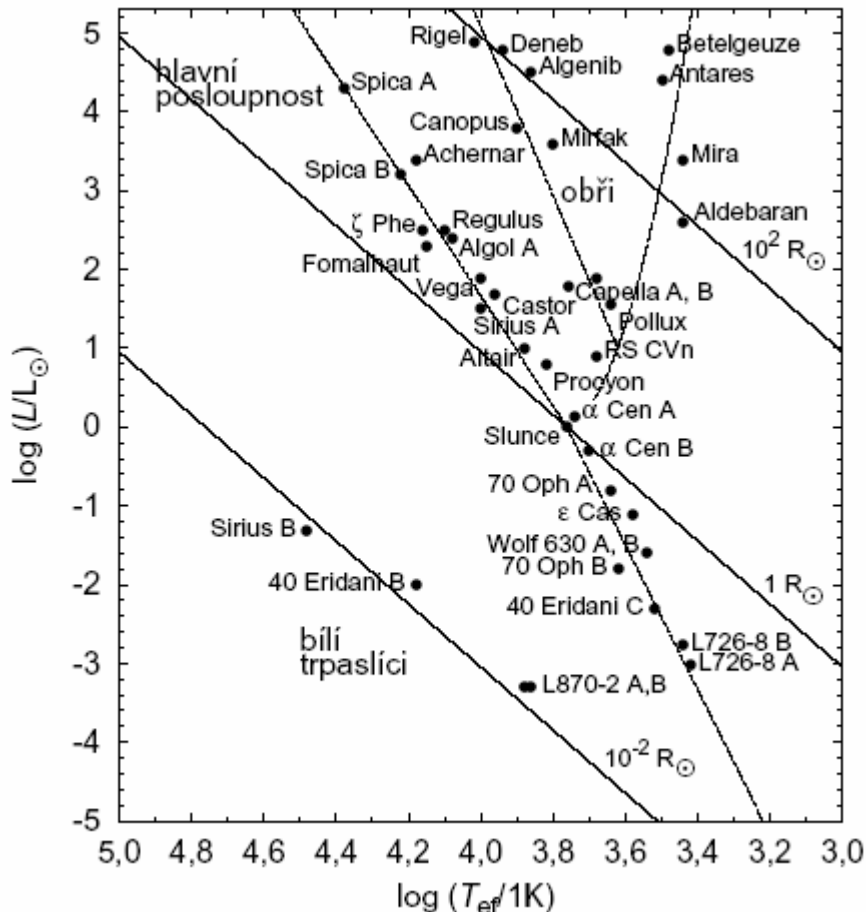


Diagram dávající do souvislosti charakteristické rozměry a hmotnosti různých typů pozorovaných objektů ve vesmíru. Tělesa a objekty různých hmotností jsou v rovnovážném stavu udržovány různými typy sil. U nejhmotnějších útvarů hraje rozhodující úlohu gravitační interakce, méně hmotné objekty (například kosmický prach) jsou vázány elektromagnetickou

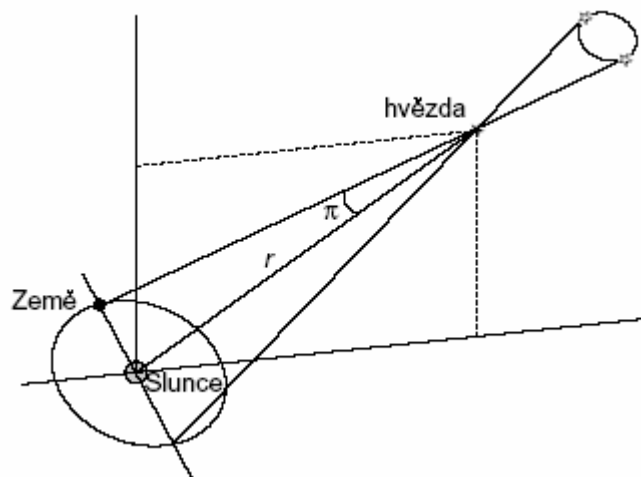
silou a atomová jádra jsou pohromadě udržována silou jadernou. V pravé části diagramu je oblast vyhrazená pro nerovnovážná seskupení gravitačně zhroutčených černých děr (šedá oblast). Z objektů pozorovaných rovnovážných struktur ve vesmíru jsou tomu stavu nejbližše pulzary a bílí trpaslíci.

1.5 blizkeHR.pdf



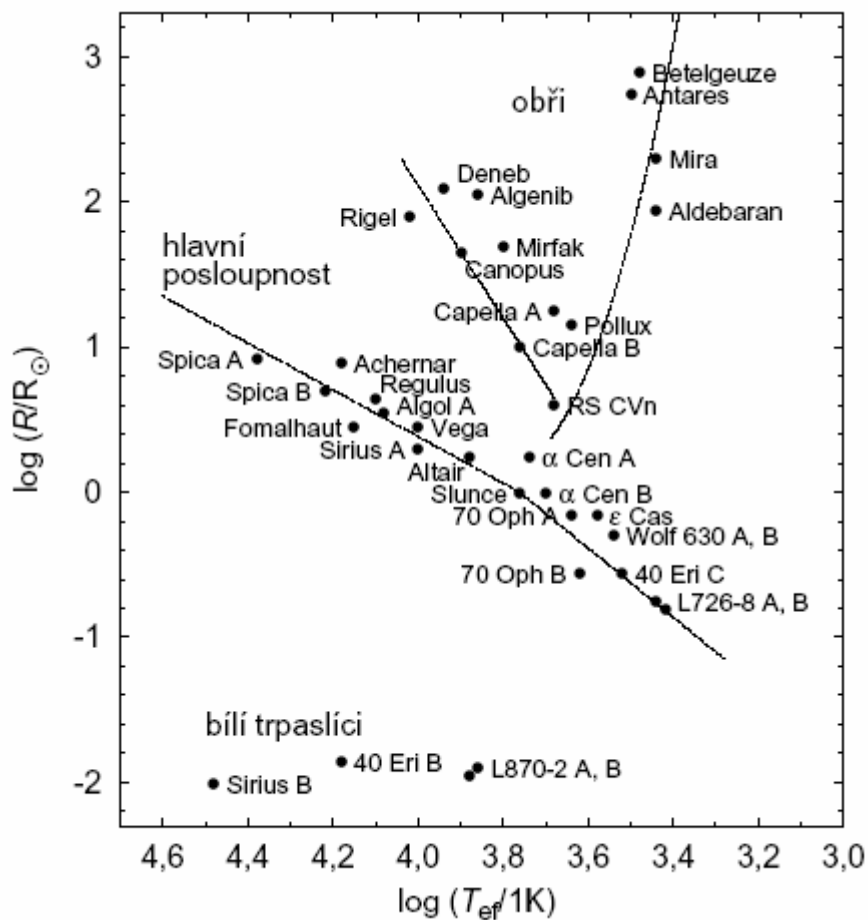
Hertzsprungův-Russellův (H-R) diagram vybraných nejbližších hvězd ukazuje vzájemný vztah jejich efektivní teploty T_{ef} a zářivého výkonu L . Zářivé výkony hvězd se od sebe liší až o několik řádů, proto je výhodné v grafu použít logaritmické měřítko. Totéž platí i o efektivních teplotách, které se rovněž vynášejí v logaritmické stupnici. Za těchto okolností pak budou čáry vyznačující polohu hvězd téhož poloměru znázorněny přímkami (plné čáry). V H-R diagramu jsou vyneseny obrazy známých hvězd, přerušovanou čarou je naznačena hlavní posloupnost a oblast obrů. Zatímco hvězdy hlavní posloupnosti vymezují v diagramu poměrně úzkou oblast (a tedy jejich zářivý výkon je poměrně těsně svázán s jejich efektivní teplotou), hvězdy obrů jsou v tomto diagramu rozmístěny na poměrně velké ploše.

1.6 Paralaxa.pdf



Vznik paralaxy hvězdy. V důsledku oběžného pohybu Země kolem Slunce vytváří obraz hvězdy na obloze během roku elipsu. Velikost její velké poloosy závisí pouze na vzdálenosti hvězdy od Slunce a na vzdálenosti mezi Zemí a Sluncem, nezávisí tedy například na úhlu, který svírá průvodič ke hvězdě s oběžnou rovinou Země.

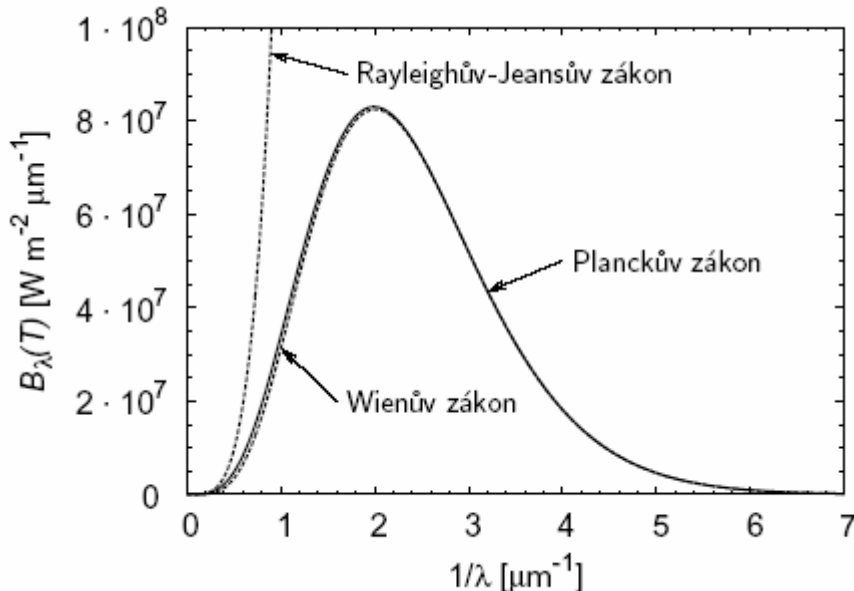
1.7 TRblizke.pdf



Závislost poloměru vybraných nejbližších hvězd na jejich efektivní teplotě. Čárkovanou čarou je vyznačena hlavní posloupnost a oblast obrů. Zatímco s rostoucí efektivní teplotou hvězd

hlavní posloupnosti roste jejich poloměr, poloměr bílých trpaslíků na jejich efektivní teplotě nezávisí. Poloměry obrů a veleobrů naproti tomu rostou s klesající efektivní teplotou a jsou vždy větší než poloměry hvězd hlavní posloupnosti téže teploty. Vzhledem k tomu, že poloměry hvězd se od sebe liší až o několik řádů, je výhodné vynášet je do grafu v logaritmické stupnici.

1.8 planpri.pdf



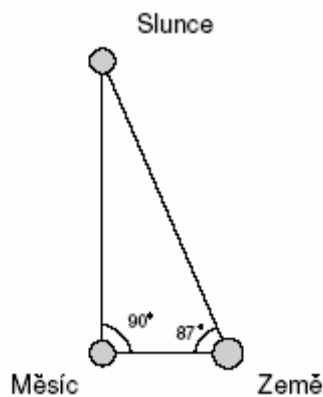
Porovnání monochromatické hustoty zářivého toku absolutně černého tělesa, daného Planckovým zákonem, s jejími přibližnými vyjádřeními, Wienovým zákonem a Rayleighovým-Jeansovým zákonem. Obrázek je nakreslen pro absolutně černé těleso s termodynamickou teplotou 5779 K, odpovídající efektivní teplotě Slunce. Zatímco Wienův zákon představuje velmi dobré přiblížení jak v krátkovlnné a optické oblasti spektra, Rayleighův-Jeansův zákon je možné použít pouze v radiové oblasti. V tomto grafu je zakreslena monochromatická hustota zářivého toku vztažená na jednotku vlnových délek.

1.9 sidereus.gif



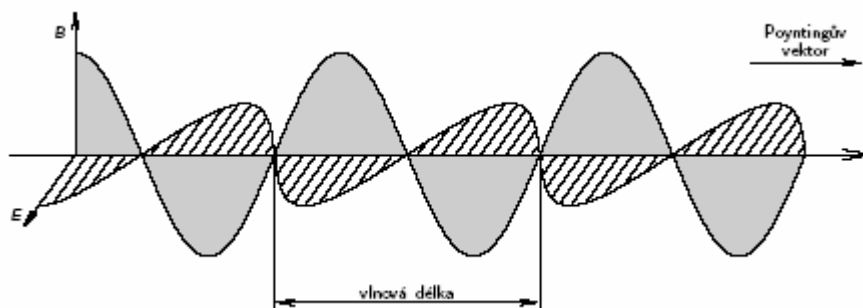
Titulní strana knihy Hvězdný posel (Sidereus Nuncius), ve které Galileo Galilei popisoval svá pozorování hvězdné oblohy dalekohledem.

1.10 aristarchos.pdf



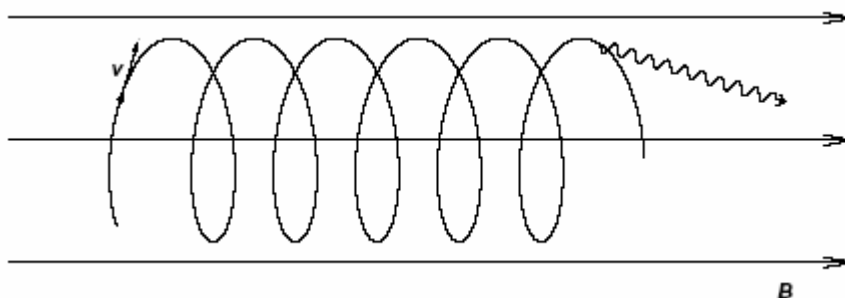
Aristarchovo měření vzdálenosti Slunce. Aristarchos změřil úhlovou vzdálenost Slunce a Měsíce v okamžiku, kdy je Měsíc v první čtvrti (tehdy je polovina viditelného kotouče Měsíce ozářena Sluncem). Pomocí příslušného pravouhého trojúhelníku je možné určit vzdálenost Slunce a Země relativně ke vzdálenosti Měsíce a Země. Ze skutečnosti, že Měsíc a Slunce jsou úhlově stejně velké, odvodil, že Slunce je od nás 19krát dále než Měsíc.

1.11 elmagvln.pdf



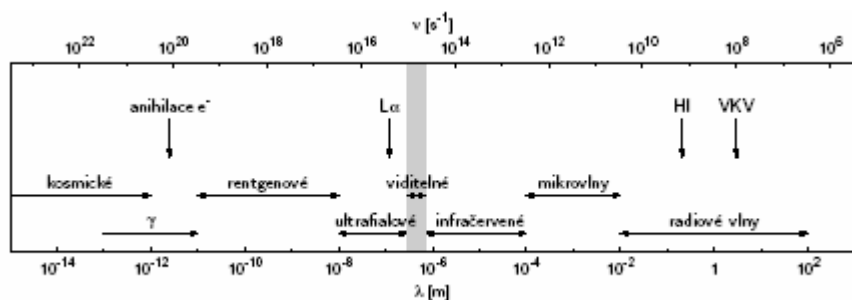
Vektory elektrické intenzity E a magnetické indukce B v elektromagnetické vlně. Vektory E a B jsou navzájem kolmé a jsou kolmé na směr šíření vlnění (který odpovídá směru Poyntingova vektoru). Pro případ lineární polarizace vlnění se velikost vektorů elektrické intenzity a magnetické indukce mění úměrně $\sin(2\pi t/\lambda)$, kde λ je vlnová délka vlnění a t je vzdálenost ve směru šíření vlnění.

1.12 Sychrot.pdf



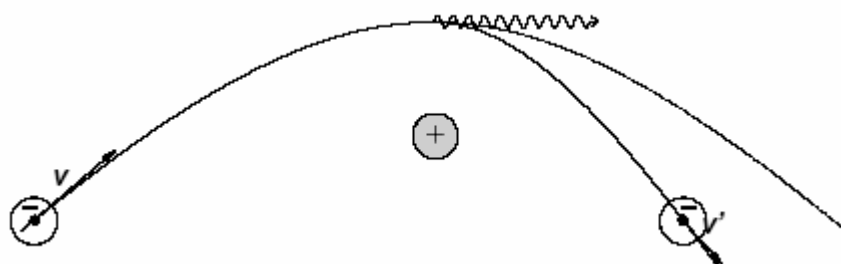
Ilustrace vzniku synchrotronového záření. Nabitá částice (například elektron) se v homogenním magnetickém poli pohybuje po šroubovici, jejíž osa je rovnoběžná se směrem vektoru indukce magnetického pole. V důsledku toho, že dráha částice je zakřivená, emituje částice elektromagnetické záření, v tomto případě především ve směru tečném ke své dráze. Záření proto není vyzařováno izotropně, ve směru vektoru indukce magnetického pole se žádné záření nevyzařuje.

1.13 vlnodelky.pdf



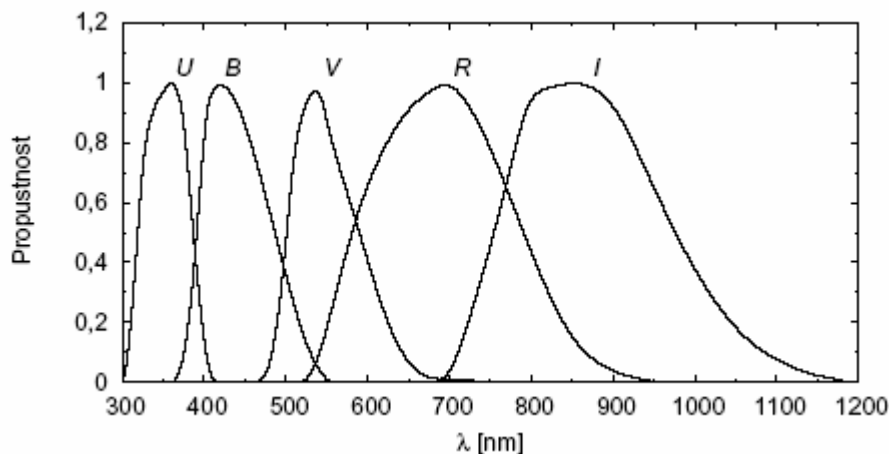
Vlnové délky a frekvence příslušející jednotlivým oborům elektromagnetického záření. Nejdelší vlnovou délku mají radiové vlny, nejkratší vlnové délky přísluší fotonům záření γ a kosmického záření. Fotony kosmického záření mají i kratší vlnové délky, než je zde znázorněno. V grafu jsou také znázorněny některé zajímavé vlnové délky: vlnové délky odpovídající pásmu VKV radiových vln, vlnové délky radiových vln na kterých je možné pozorovat oblasti neutrálního vodíku HI, vlnová délka čáry L α a vlnová délka záření vznikající při anihilaci elektronu a pozitronu.

1.14 Brzdnezar.pdf



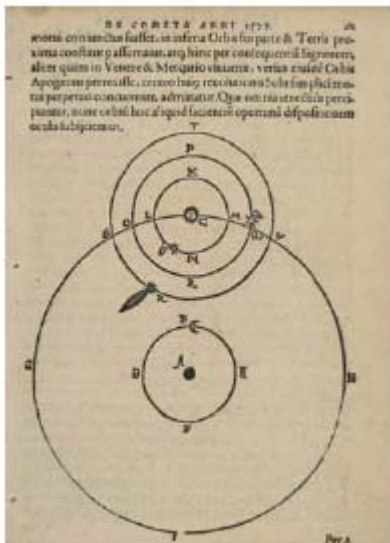
Vznik brzdného záření. Volný elektron se v důsledku působení elektrického pole iontu pohybuje po hyperbolické dráze. Trajektorie elektronu je zakřivená a proto dochází k vyzáření fotonu. Kinetická energie elektronu se sníží o energii odpovídající vyzářenému fotonu, elektron proto přejde na jinou hyperbolickou dráhu odpovídající jeho menší energii. Kdyby foton nebyl vyzářen, pokračoval by elektron po hyperbolické dráze naznačené přerušovanou čarou. Přechody, při kterých vzniká brzdné záření patří k volně-volným přechodům. Při těchto přechodech je energie systému elektron-iont stále kladná, při vyzáření fotonu se ale tato energie zmenší. Proto je počáteční velikost rychlosti elektronu v nekonečno v větší než velikost koncové rychlosti v' .

1.15 ubvri.pdf



Propustnost filtrů Johnsonova systému UBVR. Jednotlivé filtry propouštějí záření pouze v určitých vlnových délkách. Každá z křivek definuje tzv. fotometrickou barvu. Všimněte si, že rozsahy jednotlivých filtrů se prolínají. Filtr U zasahuje do ultrafialové oblasti, filtr B vybírá především záření odpovídající modré barvě, filtr V má propustnost blízkou spektrální citlivosti lidského oka, filtr R vybírá především záření odpovídající červené barvě a filtr I zasahuje do infračervené oblasti.

1.16 BraheTychoDeMundiAetheri.jpg



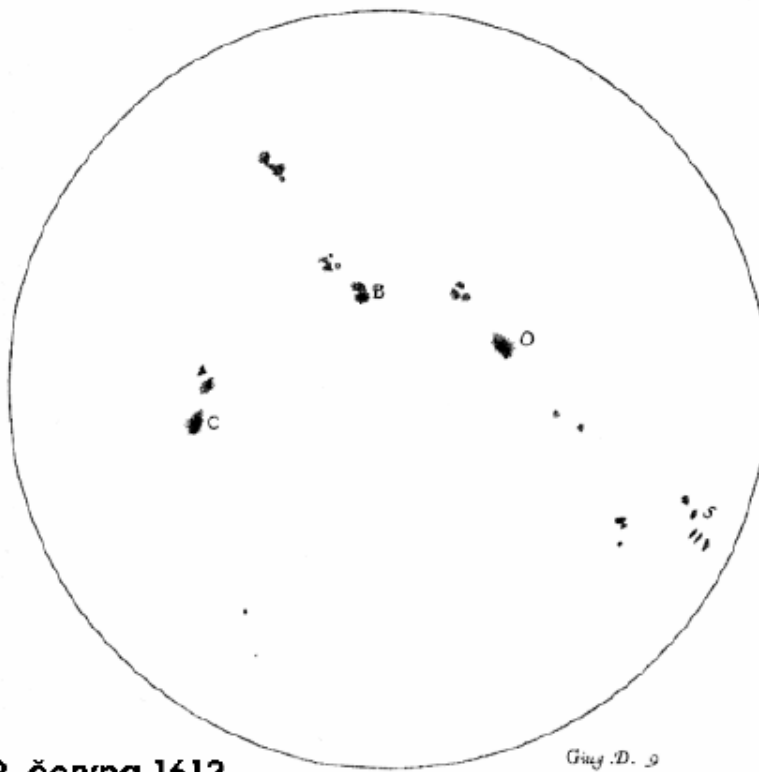
Náčrtek „kompromisního“ modelu sluneční soustavy, navrženého Tychonem Brahem. Planety (a také komety) v tomto modelu obíhají po drahách kolem Slunce, které, společně s Měsícem, obíhá kolem nehybné Země.

1.17 DeNovaStellaB2.jpg



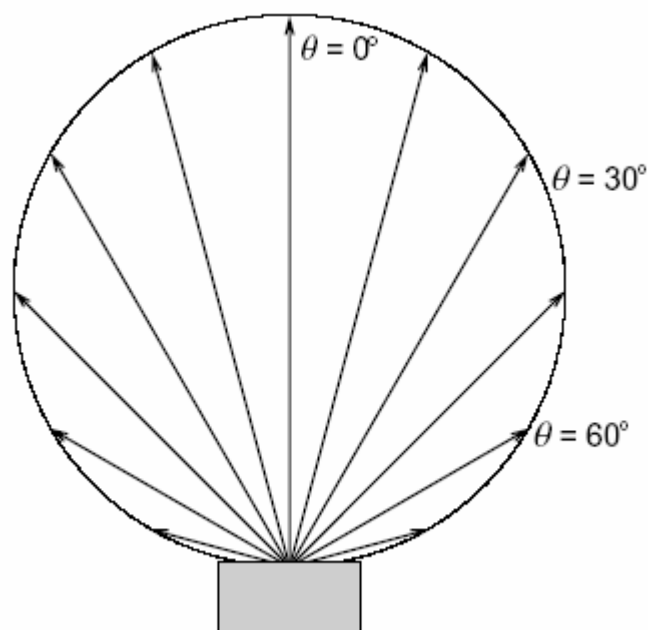
Náčrtek polohy „nové hvězdy“, pořizený Tychonem Brahem. Nová hvězda je označena písmenem I, v ostatních hvězdách poznáváme obrys souhvězdí Kasiopeji. Dnes víme, že nová hvězda, kterou pozoroval Brahe poprvé 11. listopadu roku 1572, byla supernova. V současnosti je možné pozorovat její rozpínající se obálku.

1.18 Galieo-skrvny.gif



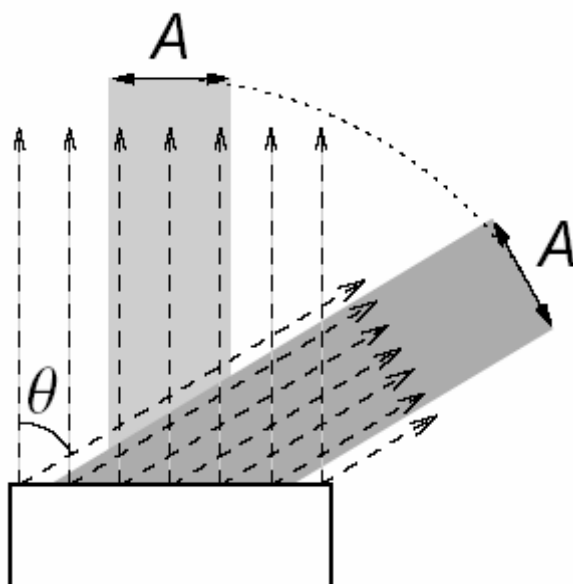
Galileovo pozorování slunečních skvrn.

1.19 Kosila.pdf



Závislost množství vyzařovaného záření kosinovým (Lambertovým) zářičem na úhlu. Směr jednotlivých šipek odpovídá směru vyzařovaného záření, jejich velikost množství energie vyzářené do jednotlivých směrů. Úhel θ je úhel mezi daným paprskem a normálou k ploše. Pro kosinový zářič platí, že množství vyzařovaného záření podél jednotlivých paprsků klesá úměrně $\cos \theta$. Nejvíce záření se vyzáří ve směru kolmém na plochu zářiče, s rostoucím úhlem θ množství vyzařovaného záření klesá.

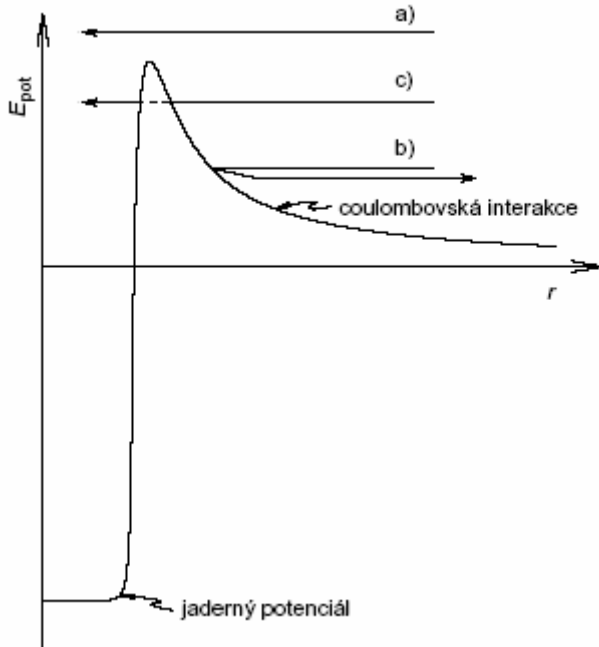
1.20 neokrajte.pdf



Záření kosinového (Lambertova) zářiče. V dané vzdálenosti od zdroje měříme množství energie záření kosinového zářiče procházející plochou A různě orientovanou vzhledem k zářiči. Označíme-li si jako θ úhel mezi paprskem a normálou k ploše kosinového zářiče, pak (vzhledem k tomu, že se jedná o kosinový zářič) energie vyzářeného záření klesá s rostoucím úhlem úměrně $\cos \theta$. S rostoucím úhlem θ ale naopak roste plocha zářiče, která přispívá k záření procházející plochou A a to úměrně $1/\cos \theta$. Měříme-li množství energie záření procházející plochou A , pak se obě úhlové závislosti zkrátí a díky tomu toto množství energie nezávisí na úhlu θ . Jas povrchu kosinového zářiče proto nezávisí na úhlu, pod kterým ho sledujeme.

2 Stavba hvězd

2.1 Coulomb.pdf

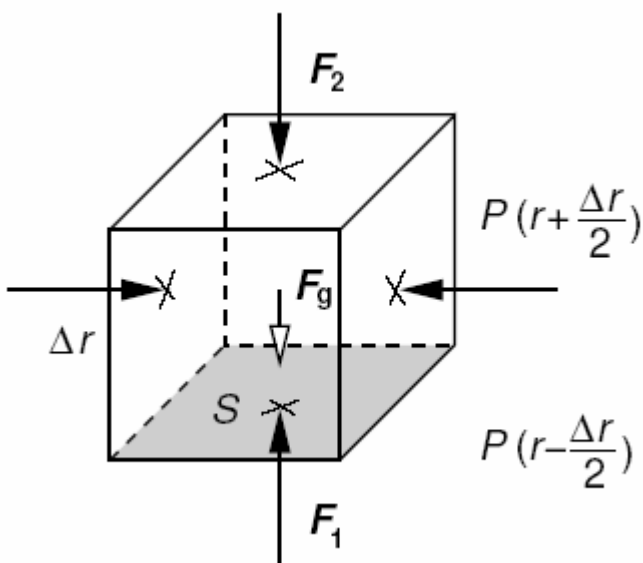


Potenciální energie interakce dvou atomových jader. Ve velkých vzdálenostech jader je potenciál dán především coulombovskou interakcí, proto s klesající vzdáleností r potenciál roste, a to úměrně r^{-1} . V jisté vzdálenosti ale začne převažovat přitažlivá silná interakce. Coulombovský potenciál tak představuje jistou bariéru, kterou musí nabitá jádra překonat, aby se mohla dostat k sobě a aby se mohla uskutečnit tzv. jaderná reakce.

a) K jaderné reakci může dojít v případě, že kinetická energie jader bude vyšší než energie odpovídající bariéře.
 b) Pokud je kinetická energie jader menší než energie bariéry, pak v

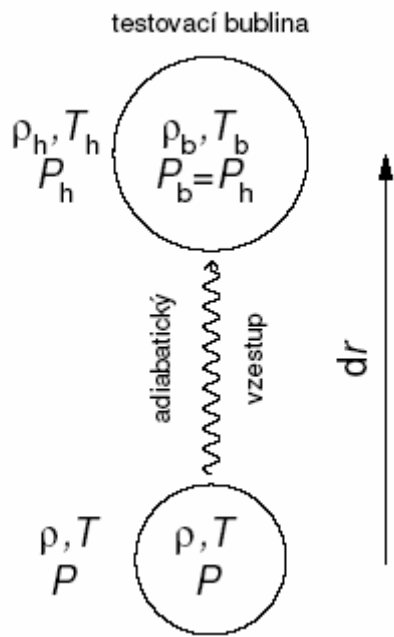
klasickém případě k překonání bariéry dojít nemůže a jaderná reakce se neuskuteční. Jádra se od sebe pružně odrazí a jdou dále svou cestou. c) V případě, že je kinetická energie jader menší než energie bariéry, může dojít k překonání bariéry v důsledku kvantového „tunelového“ jevu. Ukazuje se, že právě prostřednictvím tunelového jevu se uskutečňuje ve hvězdách převážná část termonukleárních reakcí, při nichž z jader lehkých prvků vznikají jádra prvků těžších.

2.2 hydrostat.pdf



Síly působící na elementární objem látky hvězdného nitra.

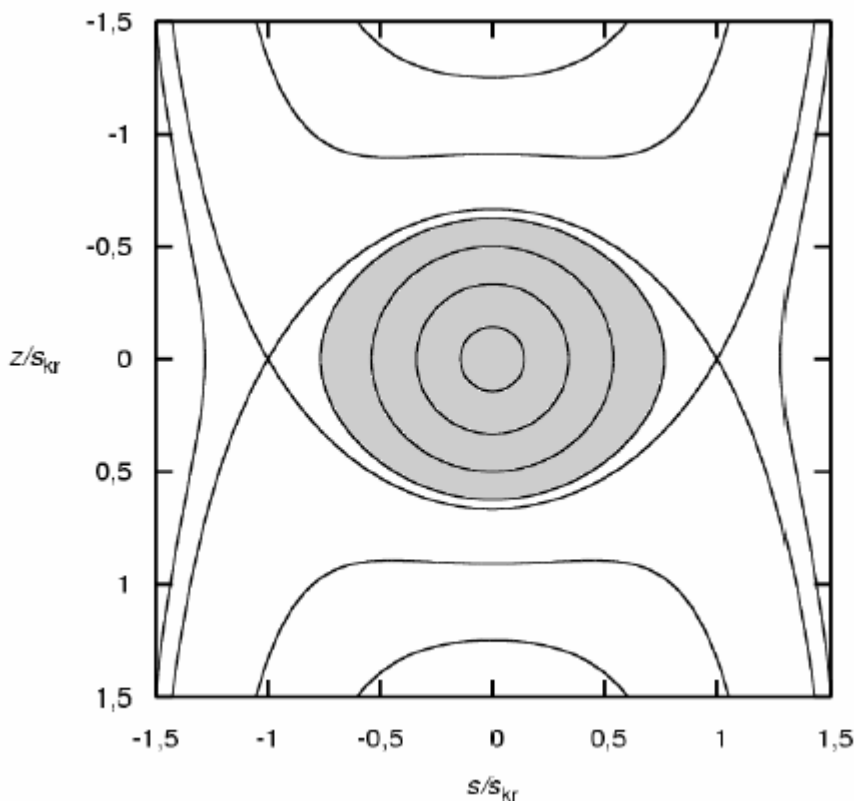
2.3 konvekce.pdf



Podmínky vzniku konvekce ve hvězdném nitru. Sledujme pohyb testovací bubliny plynu ve hvězdném nitru. Pro jednoduchost budeme předpokládat, že se tento pohyb děje natolik rychle, že si bublina nestačí vyměňovat teplo se svým okolím, takže změnu stavu plynu v bublině je možné považovat za adiabatickou. Během pohybu se bude stav plynu v bublině, daný počáteční hustotou ρ , teplotou T a tlakem P , adiabaticky měnit tak, že okamžitý tlak v plynu bublině bude vždy roven okolnímu tlaku P_h . Proto se během výstupu hustota plynu v bublině ρ_b a teplota T_b začne lišit od hustoty ρ_h a teploty T_h okolního prostředí. Pokud bude během výstupu hustota plynu v bublině větší než hustota okolního prostředí, pak se ve shodě s Archimédovým zákonem výstup bubliny zastaví a bublina začne zvolna padat dolů směrem ke své výchozí poloze. V takovémto případě se veškeré vzestupné a sestupné pohyby velmi rychle utlumí a žádná konvekce se nerozvine. Jestliže naopak bude

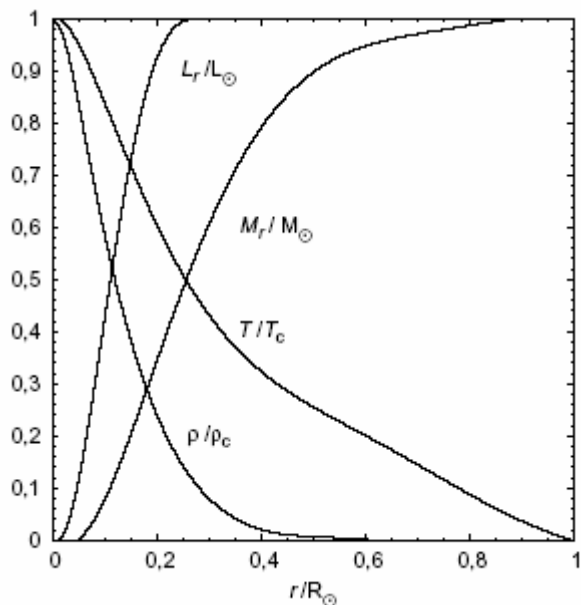
hustota plynu v bublině menší než hustota okolního prostředí, pak v důsledku působení vztlačové síly může výstup bubliny pokračovat dál – v daném místě se objeví vzestupné a sestupné konvektivní proudy. Vzestup či naopak sestup testovací bubliny se zastaví teprve tehdy, kdy bublina odevzdá nebo naopak přijme dostatek tepla svému okolí.

2.4 rocherot.pdf



Průběh ekvipotenciálních ploch pro idealizovaný případ hvězdy složené z ideálního plynu se silnou koncentrací látky ke středu, rotující jako tuhé těleso. Souřadnice jsou zakresleny relativně vzhledem k $s_{kr} = (GM/\omega^2)^{1/3}$. Obrázek představuje pouze řez v rovině, v níž leží rotační osa (splývá s osou y), ve skutečnosti jsou ekvipotenciální plochy trojrozměrné, válcově symetrické. V blízkosti středu hvězdy není tvar ekvipotenciálních ploch nijak podstatně ovlivněn rotací, blíží se tak kulové ploše. S narůstající vzdáleností od osy rotace však roste účinek odstředivé síly, ekvipotenciální plochy se proto zplošťují. V oblastech, které jsou relativně daleko od rotační osy odstředivá síla převládá a tvar ekvipotenciálních ploch zde je určen především rotací. Pakliže se hvězda nachází v hydrostatické rovnováze, pak místa v nitru hvězdy se stejnou hustotou leží na téže ekvipotenciální ploše a hvězda samotná zaujímá tvar daný ekvipotenciálními plochami (příklad oblasti, kterou by hvězda mohla zaujímat, je vyznačen šedou barvou). Vrstvy ležící v blízkosti středu hvězdy je tedy možné považovat za sféricky symetrické, rotací jsou nejvíce ovlivněny vrstvy blízko povrchu hvězdy. V oblastech mimo uzavřené ekvipotenciální plochy se žádné těleso složené z ideálního plynu v hydrostatické rovnováze nacházet nemůže.

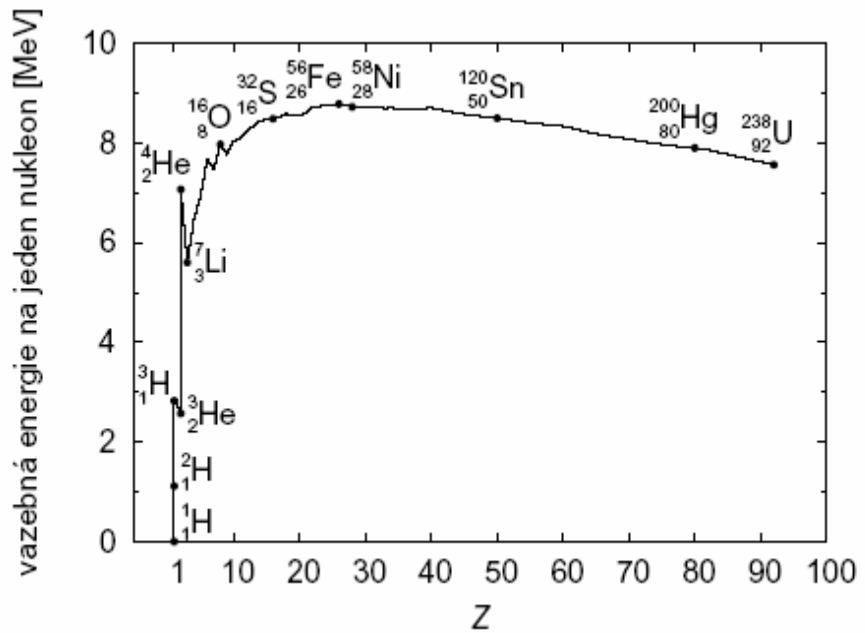
2.5 slunce.pdf



Průběh jednotlivých veličin v nitru Slunce, vyjádřený v relativních jednotkách vztažených buď k jeho centrální hustotě $\rho_c = 1,5 \cdot 10^5 \text{ kg m}^{-3}$ nebo centrální teplotě $T_c = 15,7 \cdot 10^6 \text{ K}$ nebo centrálnímu tlaku $P_c = 2,3 \cdot 10^{16} \text{ Pa}$, k celkové hmotnosti hvězdy $M_\odot = 1,99 \cdot 10^{30} \text{ kg}$, případně k jejímu poloměru $R_\odot = 6,96 \cdot 10^8 \text{ m}$, zářivému výkonu $L_\odot = 3,86 \cdot 10^{26} \text{ W}$ v závislosti na relativní vzdálenosti od centra r . Jak teplota, tak hustota nabývají ve středu Slunce své nejvyšší hodnoty - T_c a ρ_c - a s rostoucí vzdáleností od středu klesají. Zatímco ale hustota klesá až exponenciálně, pokles teploty je povolnější. Zářivý výkon L_r a hmotnost M_r koule o daném poloměru r oproti tomu s přibývajícím vzdáleností od jádra rostou. Vzhledem k tomu, že termojaderné reakce probíhají pouze v bezprostřední blízkosti centra hvězdy, dosahuje zářivý výkon L_r relativně blízko ke středu hvězdy své maximální hodnoty, rovné slunečnímu zářivému výkonu a dále se již nemění.

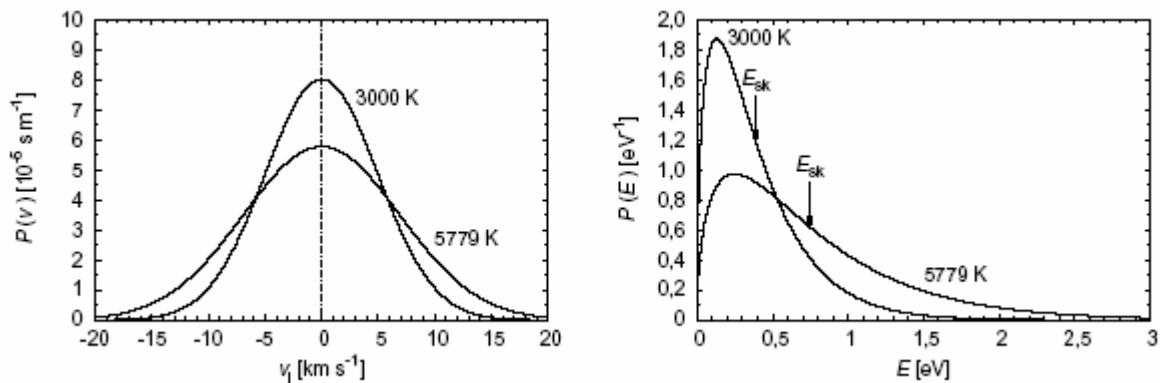
2.6 vazen.pdf

Vazebná energie nukleonů v atomovém jádře vztažená na jeden nukleon pro prvky s různým atomovým číslem Z (odpovídá počtu protonů v jádru). Vazebná energie samotného vodíku je nulová, s rostoucím atomovým číslem vazebná energie roste. Svého maxima dosahuje u jader prvků skupiny železa a dále mírně klesá. Při termojaderné syntéze prvků



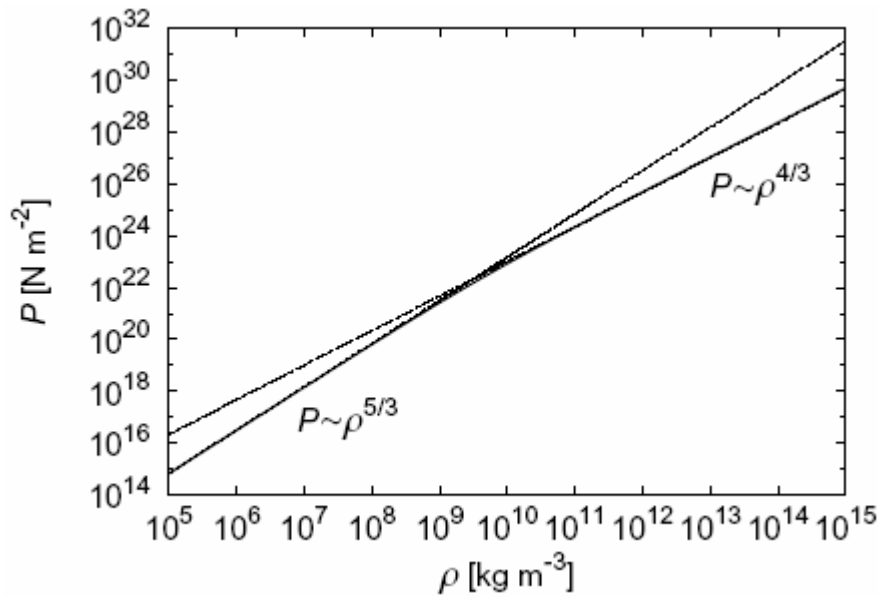
lehčích než železo je proto možné energii uvolňovat, zatímco při syntéze prvků těžších než železo je nutné energii dodávat. Všimněte si, že rozdíl vazebných energií vodíku a ^4He je mnohem vyšší než rozdíl vazebných energií ^4He a dalších těžších prvků (například kyslíku nebo železa). Proto se při termojaderném slučování vodíku na helium uvolňuje mnohem více energie než při ostatních reakcích. Graf pro přehlednost uvádí jen ty nuklidy daných chemických prvků, které jsou v přírodě nejvíce zastoupeny, pouze u vodíku a helia, je zakresleno více nuklidů.

2.7 maxwellv.pdf (a), maxwelle.pdf (b)



Maxwellovo-Boltzmannovo rozdělení rychlostí částic ideálního plynu (vodíku) pro dvě hodnoty termodynamické teploty. a) Rozdělení průmětu rychlosti do určitého směru v_i . Rozdělovací funkce je symetrická, stejné množství částic se od pozorovatele (který je vůči plynu jako celku v klidu) vzdaluje, jako se k němu přibližuje. Částice chladnějšího plynu se v průměru pohybují pomaleji. Vzhledem k tomu, že rozdělovací funkce je normovaná, je plocha pod křivkou v obou případech stejná. (b) Rozdělení kinetické energie posuvného pohybu E . Částice chladnějšího plynu mají v průměru menší kinetickou energii. Všimněte si, že střední kinetická energie E_{sk} připadající na jednu částici je větší než energie odpovídající maximu rozdělovací funkce. Také v tomto případě je rozdělovací funkce normovaná a proto je plocha pod křivkou v obou případech stejná.

2.8 stavrodeg.pdf

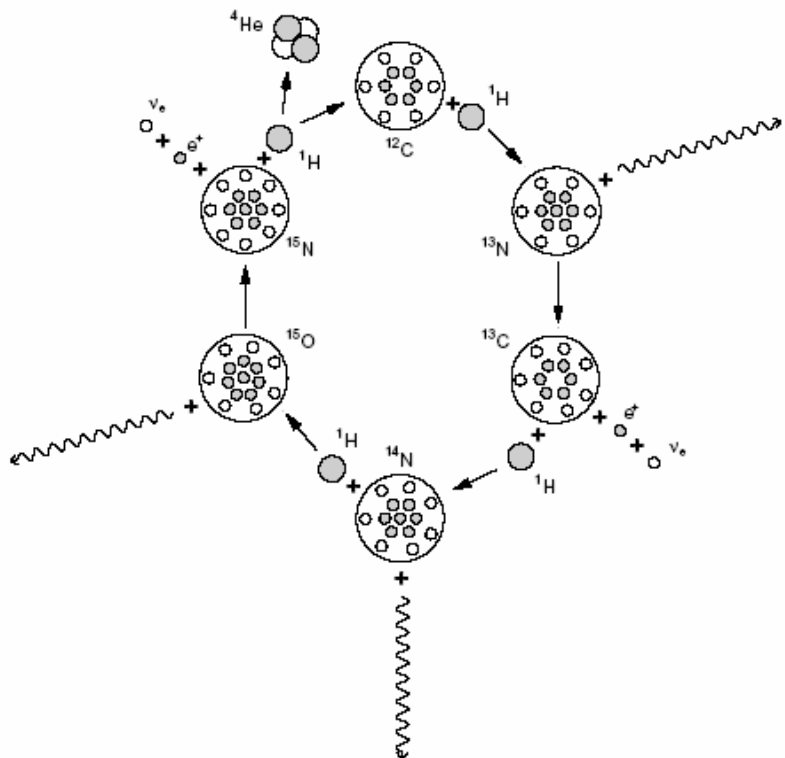


Průběh závislosti tlaku chladného elektronově degenerovaného plynu na jeho hustotě v logaritmické škále. Pro menší hustoty se tlak elektronově degenerovaného plynu řídí relací: $P \sim \rho^{5/3}$, pro případ hustějšího, tzv. ultrarelativistického elektronově degenerovaného plynu platí jiné přiblížení: $P \sim \rho^{4/3}$. Obě tyto aproximace jsou v grafu znázorněny přerušovanou čarou. V prvním přiblížení stavová rovnice elektronově degenerovaného plynu nezávisí na teplotě. Budeme-li však zvyšovat teplotu nebo naopak snižovat hustotu plynu, pak tento plyn přestane být elektronově degenerovaný a jeho vlastnosti se začnou podobat spíše ideálnímu plynu, kde tlak závisí na součinu teploty a hustoty. To už v grafu zakresleno není.

2.9 cnocyk.pdf

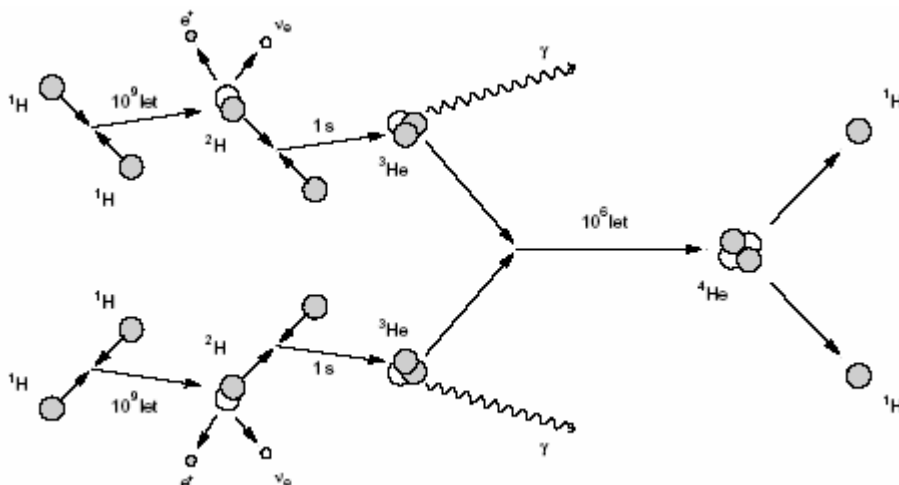
Schematické znázornění jednotlivých reakcí CNO cyklu. Znárodný CNO cyklus je jednou z možností, jakou může probíhat jaderné hoření vodíku na helium. CNO cyklus se uplatňuje např. v centrálních částech hmotnějších hvězd hlavní posloupnosti s vyššími centrálními teplotami nebo při hoření vodíku v hvězdách v pokročilejším stadiu vývoje.

Během reakcí do cyklu vstupují čtyři protony a vystupuje z něj jádro helia. Kromě helia a energetických fotonů jsou dalšími produkty CNO cyklu pozitrony a neutrina. Jednotlivé nuklidy uhlíku, dusíku a kyslíku při



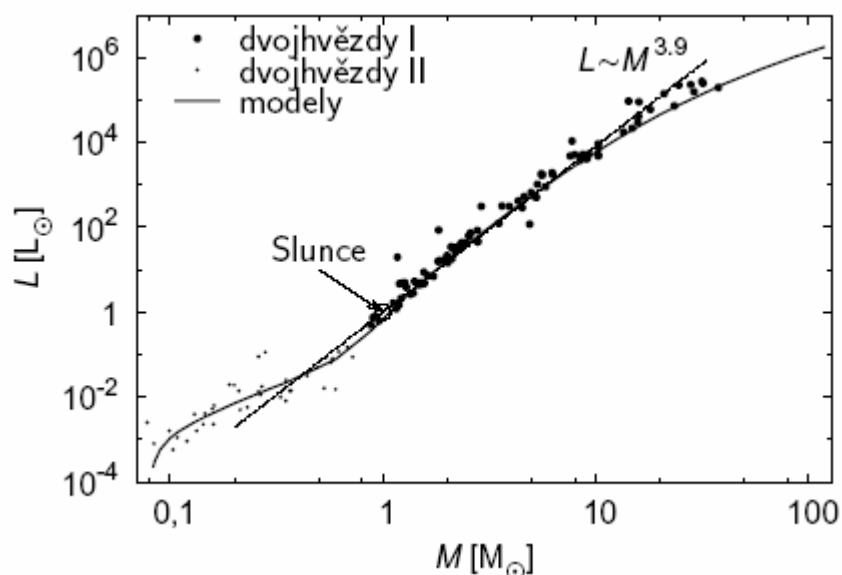
těchto reakcích figurují jako katalyzátory. V místech, kde probíhá CNO cyklus delší dobu mohou vstoupit jádra zmíněných prvků do reakcí několikrát. Poměry zastoupení jednotlivých nuklidů skupiny CNO se budou měnit – relativně nejvíce bude běžného nuklidu dusíku ^{14}N , neboť tento nuklid se reakcí CNO cyklu účastní s nejmenší ochotou.

2.10 pp-ret.pdf



Schematické znázornění jednotlivých reakcí protonově-protonového řetězce. Znázorněný p-p řetězec je další z možností, jak může probíhat hoření vodíku na helium. Uplatňuje se zejména v jádrech hvězd hlavní posloupnosti s nižšími centrálními teplotami, jakou je naše Slunce. Přímým slučováním protonů vznikají postupně deuterium a lehké helium, sloučením dvou jader lehkého helia vzniká běžné helium a dva protony. Nejpomalejší z reakcí je ta první, při níž vzniká deuterium. Dalšími produkty reakcí jsou fotony, pozitrony a neutrina.

2.11 vykhmo.pdf

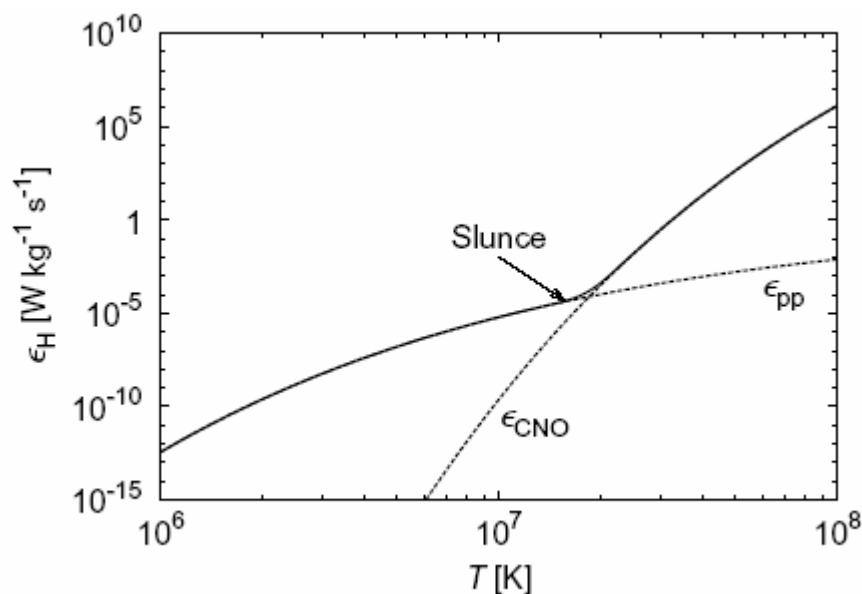


Vztah mezi zářivým výkonem a hmotností hvězd hlavní posloupnosti. Plnou čarou je zakreslen teoretický vztah mezi zářivým výkonem a hmotností hvězdy na hlavní posloupnosti nulového stáří převzatý z modelů Schallera et al. (1992) a Baraffeho et al. (1998). Většími body jsou označeny hodnoty získané pro dvojhvězdy (I) se složkami na hlavní posloupnosti,

převzaté ze souborné práce Harmance (1988). Menšími body jsou označeny hodnoty odpovídající chladným dvojhvězdám (II), uvedené v článku Malkova et al. (1997). Přerušovanou čarou je zakreslen vztah $L \sim M^{3,9}$, který

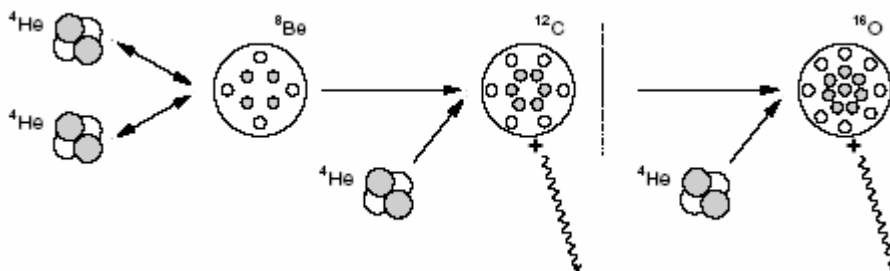
přibližně odpovídá teoretickým modelům pro hvězdy s hmotností blízkou hmotnosti Slunce. Je patrné, že zářivý výkon hvězd hlavní posloupnosti je úzce svázán s jejich hmotností, s rostoucí hmotností roste zářivý výkon. Platí tu též, že čím je hvězda hmotnější, tím má větší poloměr a efektivní teplotu. Přibližný vztah $L \sim M^{3,9}$ je možné použít pouze pro hvězdy, jejichž hmotnost se příliš neliší od sluneční, pro hmotnější i pro méně hmotné hvězdy již tato relace neplatí.

2.12 horivod.pdf



Podíl energetické výtěžnosti reakcí $p-p$ řetězce ϵ_{pp} a CNO cyklu ϵ_{CNO} na celkové energetické výtěžnosti hoření vodíku ϵ_H . Vodík se spaluje v jádrech hvězd hlavní posloupnosti a ve slupkovém zdroji během pozdních fází hvězdného vývoje. Je patrné, že při nižších teplotách převládá $p-p$ řetězec (tak je tomu například v jádru Slunce). Výtěžnost CNO cyklu závisí na teplotě strměji a proto se uplatňuje při vyšších centrálních teplotách, tedy například v jádrech hmotnějších hvězd. Během vývoje hvězdy hlavní posloupnosti roste (v důsledku růstu střední hmotnosti připadající na jednu částici) hustota a teplota v jádru. Je tedy zřejmé, že během vývoje hvězd hlavní posloupnosti v nich příspěvek CNO cyklu roste.

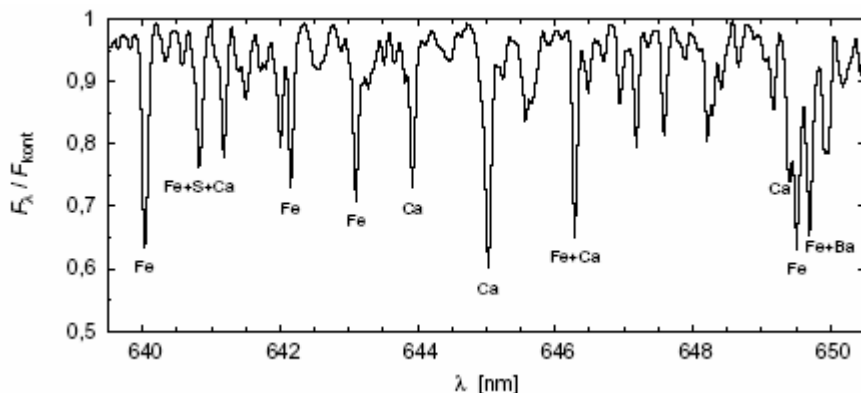
2.13 trialfa.pdf



Schematické znázornění průběhu hoření helia, reakcí 3α . Reakce 3α se uplatní během hoření helia při pozdních fázích hvězdného vývoje. Při dostatečně vysokých teplotách se slučují dvě jádra helia na jádro berylia. To je ale nestabilní a brzo se rozpadá, proto tato reakce probíhá v obou směrech. Pokud ale jádro berylia zachytí další heliové jádro (k tomu dochází při dostatečně vysokých hustotách a teplotách), vzniká stabilní jádro uhlíku. Při reakci vznikají také energetické fotony. Reakce mohou podobně probíhat dál, přitom spojením nuklidu uhlíku ^{12}C a další α částice vzniká jádro kyslíku ^{16}O .

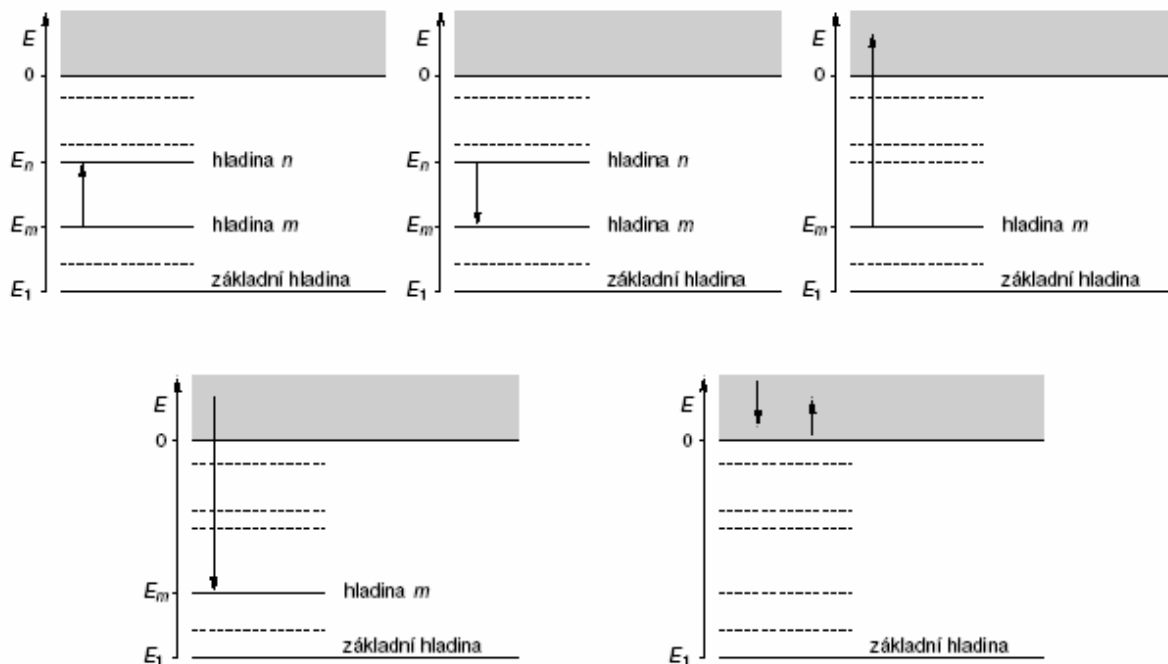
3 Hvězdné atmosféry

3.1 alp_cas.pdf



Úsek spektra hvězdy α Camelopardalis pozdního spektrálního typu K0III získané ondřejovským 2m dalekohledem. Pozorovaný tok záření přicházející z hvězdné atmosféry F_λ , ovlivněný přítomností čar, je vyjádřen relativně vzhledem k toku záření v kontinuu F_{kont} , které by se pozorovalo v případě, že by v daném úseku spektra žádné čáry nebyly. Je patrné, že i v relativně krátkém úseku spektra chladných hvězd se nalézá velké množství čar především těžších prvků. Každá ze spektrálních čar přísluší určitému prvku, v některých případech se spektrální čáry různých prvků překrývají. U nejnápadnějších čar je označeno ke kterému prvku přísluší. Vzhledem k teplotě hvězdy jde vesměs o čáry neutrálních iontů běžných kovů.

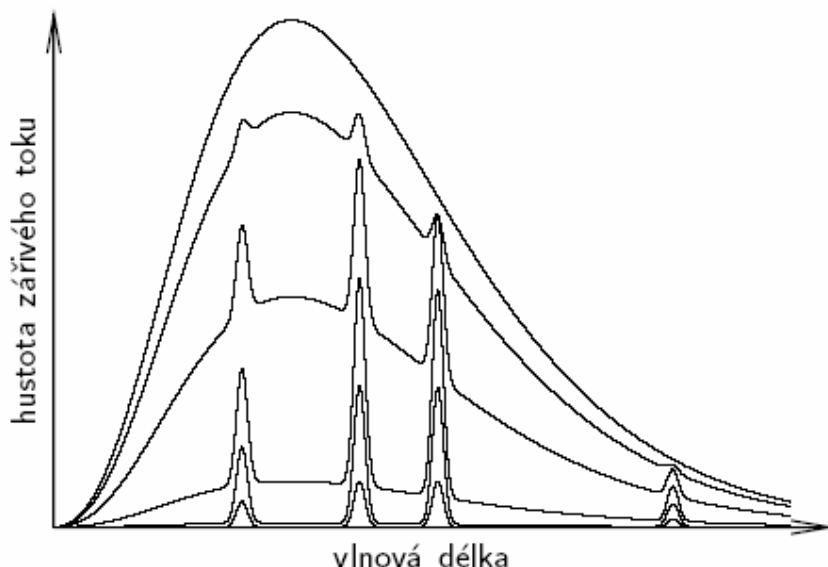
3.2 excitace.pdf (a), deexcitace.pdf (b), ionizace.pdf (c), rekombinace.pdf (d), volnasky.pdf (e)



Možné přechody mezi jednotlivými energiími hladinami atomu nebo iontu. Atom nebo iont se zápornou energií se může nacházet pouze v určitých stavech, tedy energie vázaných stavů je kvantována. Ve stavech s kladnou energií může sledovaná soustava nabývat libovolné hodnoty

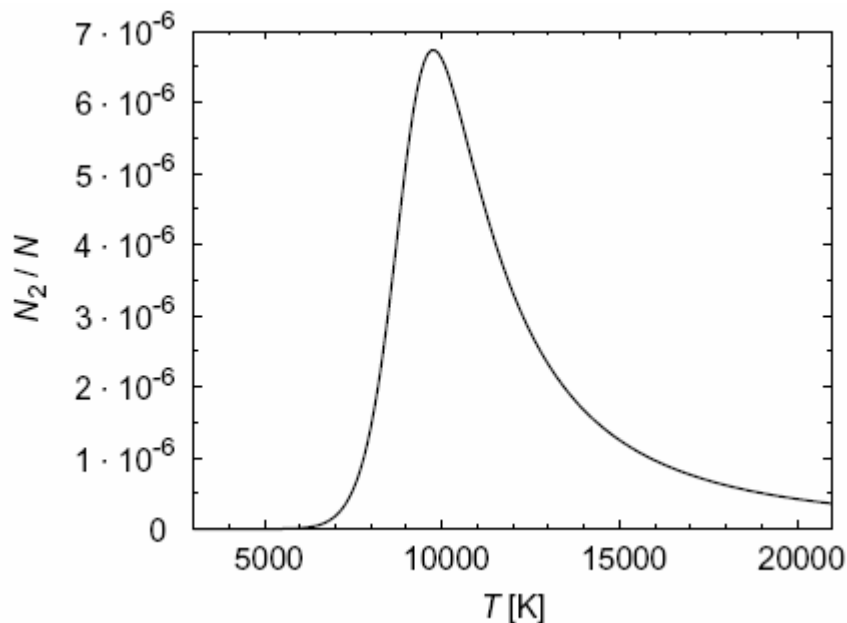
energie. Energie hladin odpovídající vázaným stavům s $E < 0$, mezi kterými dochází k přechodu, jsou vyznačeny plnou čarou, další hladiny jsou vyznačeny přerušovanou čarou. a) Při *excitaci* dochází k přechodu ze stavu s nižší energií do stavu s energií vyšší. K zvýšení energie atomu může dojít v důsledku absorpce fotonu s energií rovnou rozdílu energií koncového a počátečního stavu, nebo v důsledku nepružné srážky s jinou částicí. b) Opačným procesem k excitaci je *deexcitace*, při níž si energii odpovídající příslušnému rozdílu energie hladin odnáší foton nebo srážející se částice. Při procesech excitace a deexcitace, jež se v souhrnu označují jako *vázaně-vázané přechody*, vznikají spektrální čáry. c) Při *ionizaci* se atom nebo iont z vázaného stavu dostává do ionizovaného (ionizovanějšího) stavu. Při tomto procesu vzniká volný elektron a iont, který má o stupeň vyšší ionizační stupeň. K ionizaci dochází buďto v důsledku absorpce fotonu, který má energii rovnou nebo vyšší než příslušná energie ionizace, anebo v důsledku dostatečně energetické srážky. d) Opačným procesem je *rekombinace*, při níž se původně volný elektron spojí s iontem. Uvolněnou energii odnáší buďto foton, nebo další srážející se částice. Ionizace a rekombinace (*vázaně-volné a volně-vázané přechody*) se podílí na vzniku kontinua ve spektru. e) Při *volně-volných přechodech* může elektron prolétávající v blízkosti iontu vyzářit nebo absorbovat foton. Také tento proces se může podílet na vzniku spojité složky hvězdného spektra.

3.3 plyn.pdf



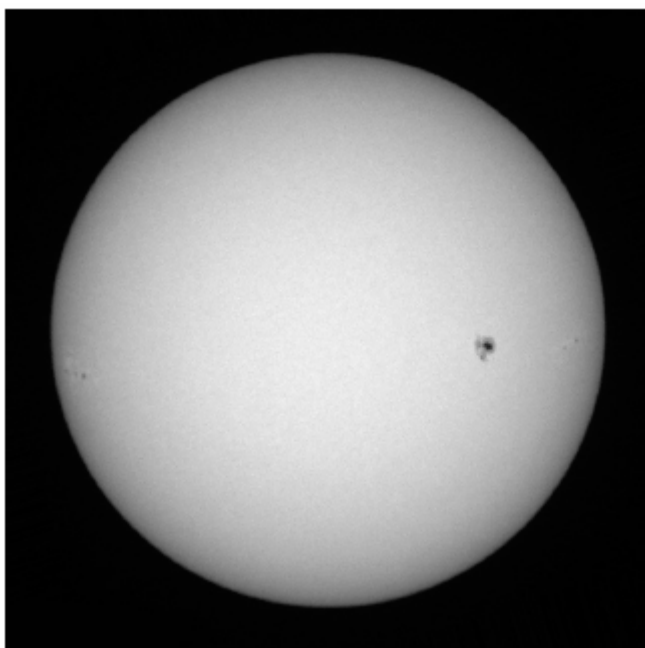
Závislost hustoty zářivého toku na vlnové délce pro různé hustoty plynu. Sledujeme objem plynu, ve němž jsme schopni dlouhodobě udržovat předem stanovené podmínky (teplotu, hustotu). Při nejmenších hustotách plynu pozorujeme, že plyn slabě září v několika málo emisních čarách. S rostoucí hustotou plynu se bude intenzita emisních čar zvyšovat a objeví se zprvu slabé a později stále silnější záření v kontinuu. S rostoucí hustotou se ale bude zvyšovat také optická hloubka (neprůhlednost) prostředí. Zatímco pro nižší hustoty bude plyn pro záření téměř dokonale průhledný, jeho optická hloubka bude malá, s rostoucí hustotou bude plyn pro procházející záření stále více neprůhledný. To se nejdříve projeví ve spektrálních čarách, ve kterých plyn nejen snáze emituje záření, ale také absorbuje. Proto se nárůst intenzity čar s rostoucí hustotou zpomalí, a pro ještě vyšší hustoty se úplně zastaví. Plyn ale začne být neprůhledný také pro záření s vlnovými délkami odpovídajícími kontinuu, také nárůst intenzity kontinua s hustotou se zvolní. S dalším nárůstem hustoty plynu se hustota zářivého toku v čarách a v okolním kontinuu vyrovná, spektrální čáry přestanou být patrné, plyn se dostane stavu blízkého stavu termodynamické rovnováhy. Hustota zářivého toku v tomto případě bude dána Planckovým vyzařovacím zákonem. Další případný nárůst hustoty plynu se už nijak na rozložení energie ve spektru neprojeví (pokud budeme stále zachovávat tu podmínku, že plyn je v daném objemu homogenní).

3.4 sahav2.pdf



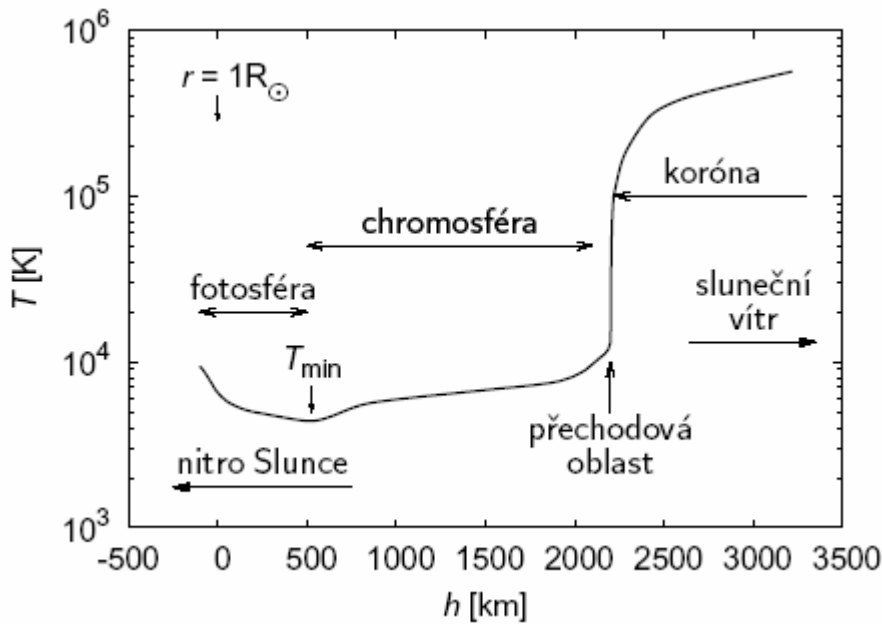
Závislost podílu koncentrace atomů vodíku N_2 nacházejících se v druhé energiové hladině ($n=2$) a celkové koncentrace atomů vodíku N na teplotě v termodynamické rovnováze. Graf odpovídá koncentraci volných elektronů $N_e = 10^{20} \text{ m}^{-3}$. Při nejvyšších teplotách je v důsledku platnosti Sahaova rozdělení vodík převážně ionizován, proto je relativní zastoupení vodíku v druhé energiové hladině poměrně malé. S klesající teplotou roste podíl neutrálního vodíku a proto také roste relativní počet atomů vodíku v druhé hladině. Pro teplotu zhruba 10 000 K dosahuje maxima a dále klesá. Tento pokles je způsoben tím, že v důsledku platnosti Boltzmannova rozdělení roste počet atomů v základní hladině na úkor atomů ve druhé energiové hladině. Proto je intenzita absorpčních čar Balmerovy série, které vznikají při přechodech z druhé energiové hladiny, největší právě pro hvězdy s efektivní teplotou zhruba 10 000 K, tedy pro hvězdy spektrálního typu A.

3.5 ztemneni.jpg



Sluneční fotosféra ve viditelném oboru záření ze dne 3. května 2005. Je patrné, že intenzita záření ve středu disku, kde dohlédneme do hlubších, a tedy teplejších vrstev atmosféry Slunce, je větší než intenzita záření přicházejícího z okrajů disku, kde dohlédneme pouze do vyšších a tedy chladnějších oblastí sluneční atmosféry. Tento jev se nazývá okrajové ztemnění, a můžeme je dobře sledovat i na obrazech slunečního kotouče zobrazeného dírkovou komorou. Ve fotosféře můžeme spatřit i několik slunečních skvrn.

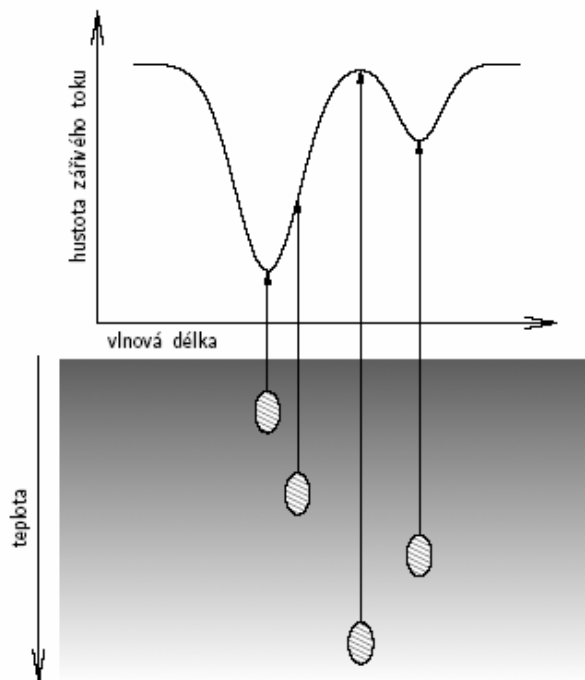
3.6 chromokor.pdf



Průběh teploty s výškou ve vnějších vrstvách Slunce. Výška h je měřena relativně k místu, kde je optická hloubka pro záření s vlnovou délkou 500 nm rovna jedné, $\tau_{500}=1$. To v podstatě odpovídá místu vzdálenému jeden sluneční poloměr od středu Slunce. Sluneční nitro ve vnějších oblastech plynule přechází ve fotosféru. Ve fotosféře, ze které k nám přichází většina pozorovaného slunečního záření, teplota s rostoucí výškou monotónně klesá. Na vrcholu fotosféry dosahuje teplota svého minima T_{\min} . V chromosféře již teplota mírně roste, na jejím vrcholu teplota dosahuje až zhruba 10^4 K. V tzv. *přechodové vrstvě* dochází k prudkému nárůstu teploty na teploty 10^5 K a vyšší. Vrstva s takto vysokou teplotou se nazývá koróna. Vnější horké oblasti sluneční atmosféry nejsou v hydrostatické rovnováze – dochází k úniku sluneční látky do meziplanetárního prostoru, objevuje se sluneční vítr. Přesný mechanismus ohřevu vnějších vrstev sluneční atmosféry, který je pravděpodobně spojen s podpovrchovou konvektivní vrstvou, není doposud znám.

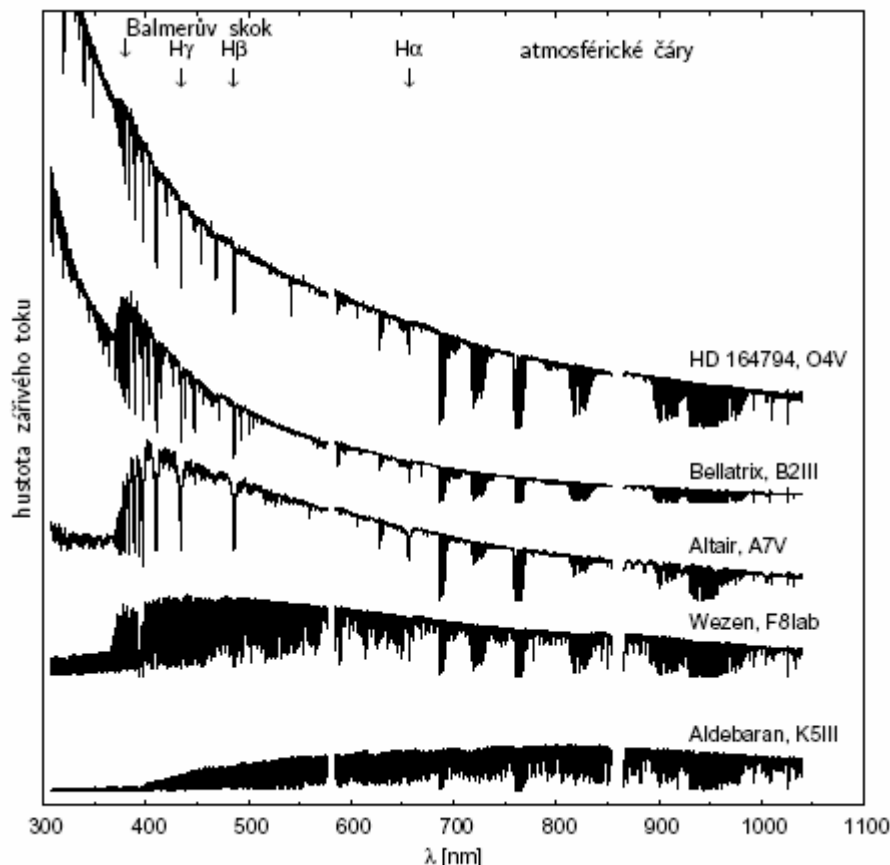
3.7 provznikdv.pdf

Vznik absorpčního profilu ve spektru hvězdy. Je zakresleno spektrum hvězdy (horní obrázek) a průběh teploty v atmosféře hvězdy (spodní obrázek, tmavší oblasti odpovídají chladnější látce). Průhlednost atmosféry hvězdy je odlišná v různých vlnových délkách příslušejících dané spektrální čáře. Zatímco v kontinuu a v křídlech čáry je atmosféra poměrně dobře průhledná, v jádru čáry (centrální část čáry) je hvězdná atmosféra o poznání neprůhlednější. V křídlech čáry tedy dohlédneme hlouběji do atmosféry hvězdy, tedy do míst, kde je teplota látky relativně vyšší, zatímco v jádru čáry dohlédneme pouze do vyšších



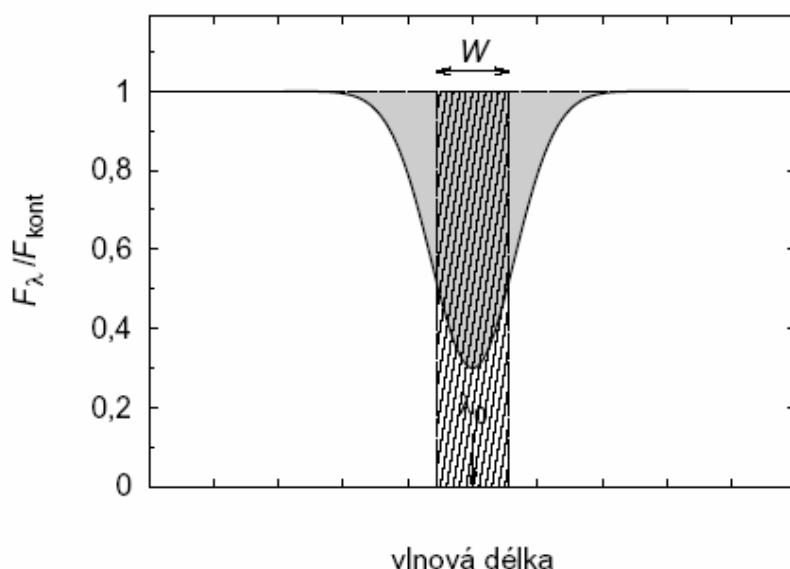
vrstev hvězdné fotosféry, kde je teplota nižší. Protože pozorovaná hustota zářivého toku je úměrná teplotě prostředí, v němž záření vzniká, pozorujeme ve vlnových délkách odpovídajících křídla čáry vyšší hustotu zářivého toku než v jádru čáry – ve spektru se objeví temná spektrální čára. Silnější čáry vznikají ve vyšších, chladnějších vrstvách atmosféry, zatímco kontinuum a slabší čáry vznikají v hlubších, teplejších vrstvách.

3.8 toky.pdf



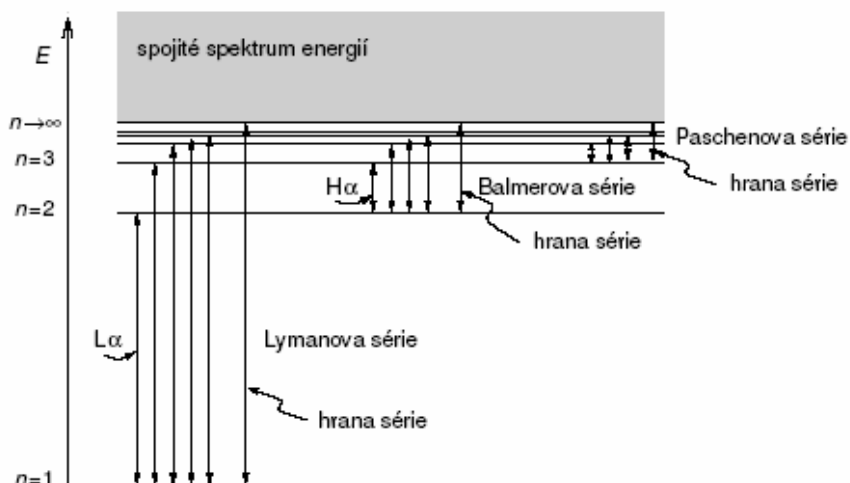
Závislost hustoty zářivého toku na vlnové délce hvězd různých spektrálních tříd. Spektra byla získána pomocí 8,2 m dalekohledu Evropské jižní observatoře v Chile. Spektra jednotlivých hvězd byla přeškálována a posunuta tak, aby je bylo možné umístit do jednoho grafu. Hvězdy s nejvyšší efektivní teplotou, HD 164794 a Bellatrix, vyzařují většinu svého záření v daleké ultrafialové oblasti, proto je na grafu patrný pouze především nárůst hustoty zářivého toku s klesající vlnovou délkou. Pro chladnější hvězdy se maximum jejich vyzařování posouvá do viditelné oblasti. Hvězda s nejvyšší efektivní teplotou, HD 164794, má převážnou většinu atomů vodíku ve své atmosféře v ionizovaném stavu, proto je Balmerův skok ve spektru této hvězdy vcelku nevýrazný. S klesající efektivní teplotou hvězdy roste relativní zastoupení neutrálního vodíku. Proto je v případě hvězd Bellatrix a Altair Balmerův skok velmi nápadný. Jeho význam ve spektrech chladnějších hvězd, například Aldebarana, klesá, protože jednak klesá relativní obsazení druhé hladiny atomu vodíku a navíc se maximum vyzařování posouvá do dlouhovlnější oblasti. Se změnou efektivní teploty dochází také ke změnám čárového spektra. Zatímco u nejteplejších hvězd jsou nápadné především čáry vodíku a helia, u chladnějších hvězd se objevuje velké množství čar těžších prvků, tzv. kovů. Ve spektrech jsou dobře patrné i tzv. telurické čáry, vznikající v zemské atmosféře.

3.9 ekvisir.pdf



Určení ekvivalentní šířky čáry W . Pozorovaný tok záření přicházející z hvězdné atmosféry F_λ , ovlivněný přítomností dané čáry, se vyjadřuje relativně vzhledem k toku záření v kontinuu F_{kont} , které by se pozorovalo v případě, že by na daném místě čára nebyla. Ekvivalentní šířka čára W odpovídá ploše mezi pozorovaným spektrem $F_\lambda / F_{\text{kont}}$ a přímkou $F_\lambda / F_{\text{kont}} = 1$ (šedá plocha). Také je to taková šířka čáry (vyjádřená v jednotce vlnových délek), kterou by měla čára obdélníkového profilu (vyznačeného šrafovanou plochou), jenž by zcela pohlcovala záření hvězdy a jenž vymezuje stejnou plochu pod přímkou $F_\lambda / F_{\text{kont}} = 1$ jako daná čára.

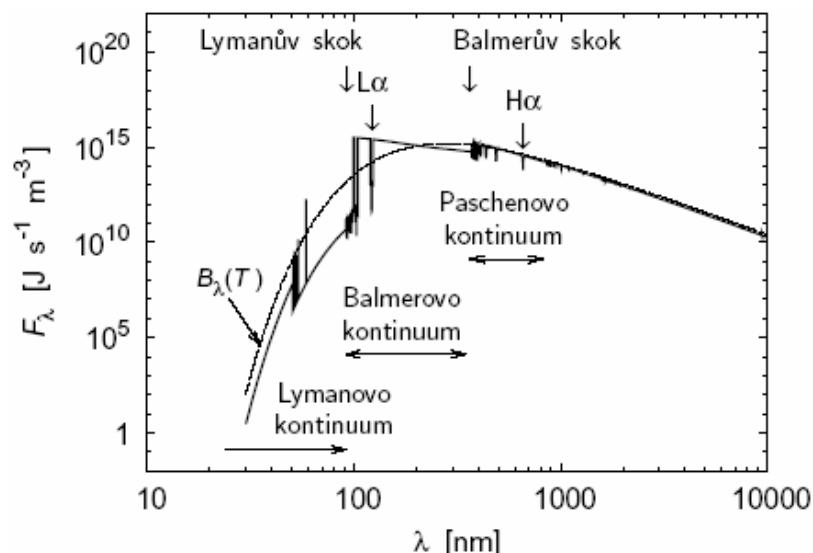
3.10 vodik.pdf



Energiové hladiny neutrálního atomu vodíku. Ve vázaných stavech se zápornou energií $E < 0$ může atom vodíku zaujímat pouze určité energiové úrovně (energie je kvantována), určené hlavním kvantovým číslem n . Nejmenší energii má základní hladina s $n = 1$, s rostoucím hlavním kvantovým číslem energie hladin roste. Pokud je energie systému kladná, $E > 0$, pak může vodík nabývat libovolné energie, atom je ionizován a volný elektron může mít jakoukoli kinetickou energii. Při přechodech mezi jednotlivými stavy vodíku dochází ke změně energie. Při přechodech mezi vázanými stavy s $E < 0$ se může vyzářit nebo absorbovat foton s energií odpovídající rozdílu energií příslušných hladin. Ve spektru pak pozorujeme spektrální čáru. Jako spektrální série označujeme

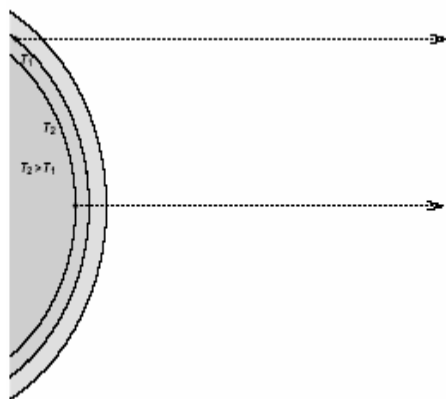
přechody se stejnou spodní hladinou. Například čáry Lymanovy série vznikají při přechodech ze základní hladiny a do základní hladiny. Při přechodech mezi vázanými a volnými stavy může být absorbován nebo vyzářen foton s libovolnou energií. Podobně je tomu také při přechodech mezi volnými stavy. Oba tyto předchozí procesy tedy přispívají k vytváření kontinua ve spektru.

3.11 emflux.pdf



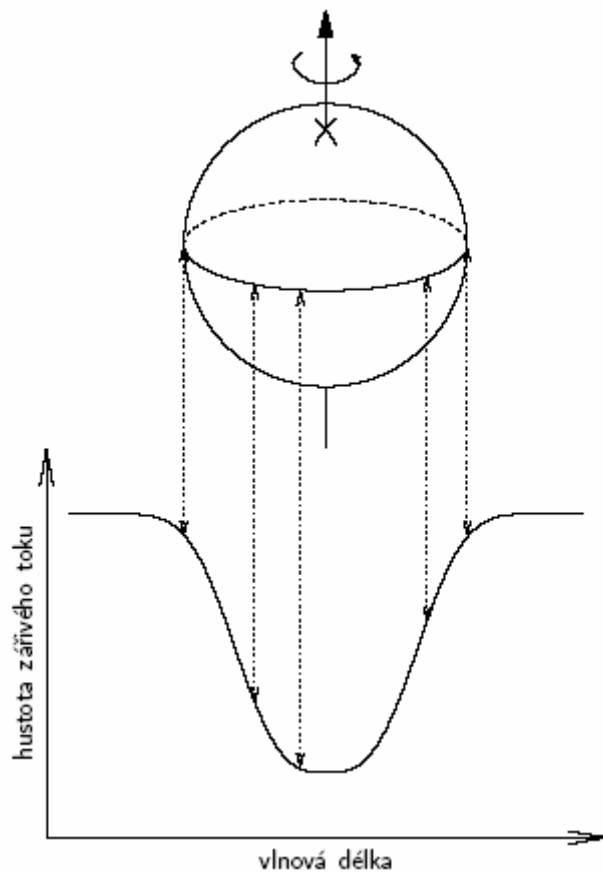
Teoretické spektrum hvězdy spektrálního typu B9 hlavní posloupnosti spočtené pomocí vodíkovo-heliových modelů atmosfér J. Kubáta (2003). Protože atmosféra hvězdy není v termodynamické rovnováze, liší se průběh spektra od Planckova zákona záření absolutně černého tělesa $B_\lambda(T)$. Průběh kontinua ovlivňují především dva skoky, které vznikají v důsledku zvýšené neprůhlednosti atmosféry zapříčiněné ionizací vodíku. Fotony s vlnovou délkou kratší než 364 nm jsou schopny ionizovat vodík nacházející se v druhé energiové hladině (s hlavním kvantovým číslem $n = 2$). Proto atmosféra hvězdy tyto fotony velmi účinně pohlcuje. Ve vlnových délkách kratších než 364 nm tedy dohlédneme pouze do svrchních vrstev atmosféry, které mají nižší teplotu a proto vyzařují méně. Ve spektru pozorujeme skok, v tomto případě nazývaný Balmerův. Kontinuum ovlivněné tímto Balmerovým skokem se nazývá Balmerovo. Podobným způsobem, v důsledku ionizace vodíku nacházejícího se v základní hladině ($n=1$), vzniká také Lymanův skok a příslušné Lymanovo kontinuum fotonů s vlnovou délkou kratší než 91 nm. V obrázku jsou také patrné vodíkové absorpční čáry a emisní čáry neutrálního helia v ultrafialové oblasti.

3.12 okrajte.pdf



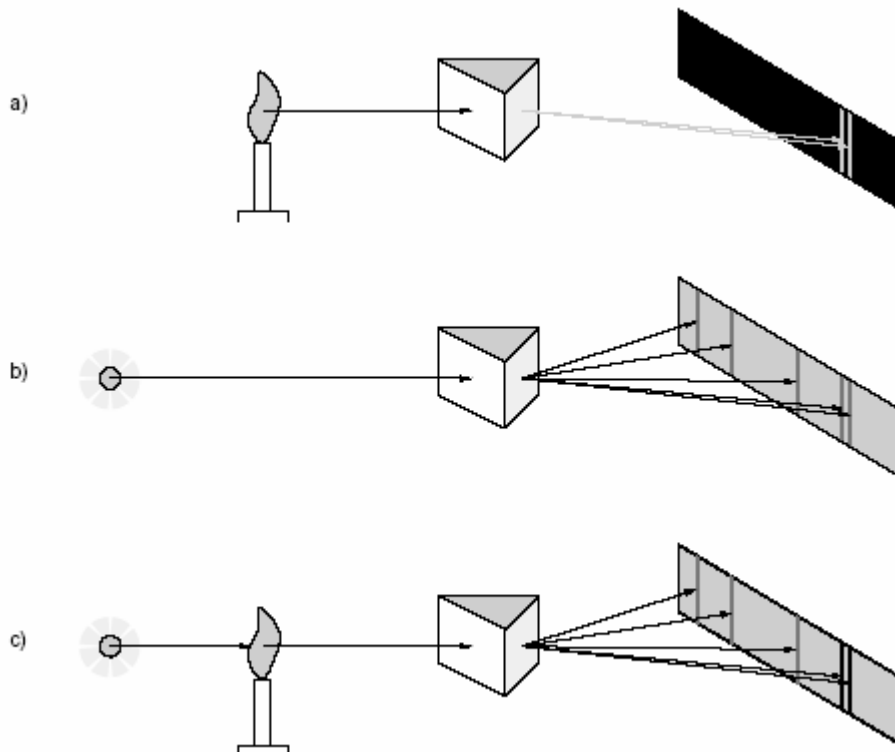
Vznik okrajového ztemnění při pozorování povrchu hvězdy. Ve středu hvězdného disku pozorujeme hluboké vrstvy hvězdné atmosféry, okrajové oblasti hvězdného disku pozorujeme pod velkým úhlem, proto dohlédneme pouze do vyšších vrstev atmosféry. Zatímco v hlubších vrstvách hvězdné atmosféry panuje vysoká teplota a tedy z této oblasti k nám přichází záření s největší intenzitou, vyšší vrstvy atmosféry jsou chladnější, vzniká v nich proto záření s menší intenzitou. Ve středu hvězdného disku je tedy intenzita záření hvězdy nejvyšší, směrem od středu klesá. Nejmenší intenzitu záření pozoruje na krajích hvězdného disku, proto se jev nazývá okrajové ztemnění.

3.13 Rotpro.pdf



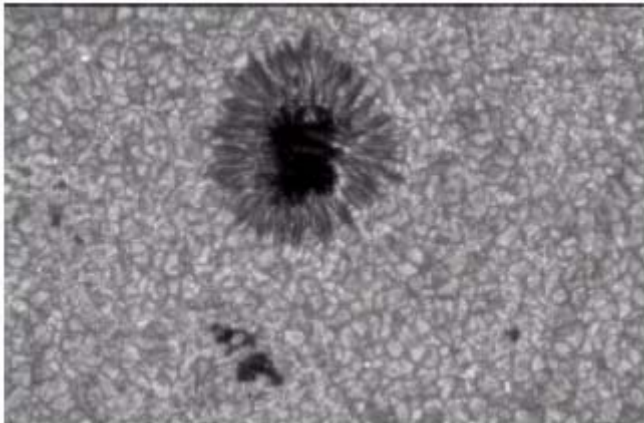
Rozšíření spektrálních čar v důsledku rotace hvězdy. V důsledku rotace hvězdy se část hvězdného povrchu k pozorovateli (který je v klidu vzhledem k těžišti hvězdy) přibližuje, zatímco druhá část povrchu se od pozorovatele vzdaluje. Daná spektrální čára vzniká v obou částech hvězdného povrchu. V důsledku Dopplerova jevu se ale pozorovaná vlnová délka čáry posouvá do krátkovlnné oblasti spektra, pokud se k pozorovateli daná část povrchu přibližuje, nebo naopak k větším vlnovým délkám, pokud se od pozorovatele daná část povrchu vzdaluje. Zkuste dokázat, že místa na povrchu hvězdy, ve kterých vznikají čáry se stejným Dopplerovým posuvem, se v průmětu do roviny kolmé na směr k pozorovateli nacházejí na přímkách rovnoběžných s průmětem rotační osy.

3.14 kirchhof.pdf



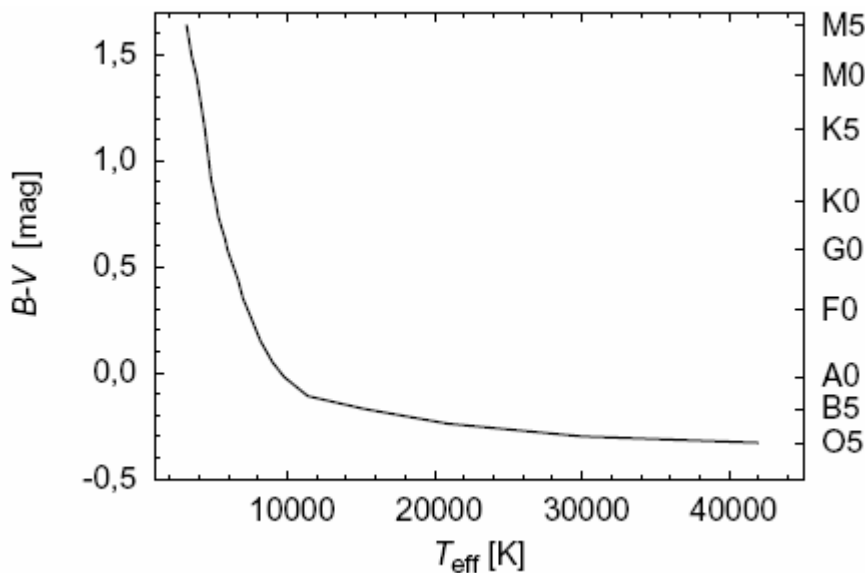
Schematické znázornění Bunsenových a Kirchoffových experimentů se spektrem. a) Pokud sledujeme spektrum plamenu obarveného zrnkem kuchyňské soli NaCl (do jednotlivých vlnových délek rozložené v tomto případě hranolem), pak je ve spektru možné pozorovat jasnou emisní dvojčáru sodíku. b) Pokud pozorujeme spektrum Slunce, pak na spojitém pozadí vidíme množství různě tmavých absorpčních čar, včetně temné dvojčáry nacházející se na stejném místě jako emisní dublet v předchozím experimentu. c) Pokud nyní pozorujeme záření Slunce procházející plamenem obarveným kuchyňskou solí do žluta, pak se proti očekávání absorpční dublet sodíku ještě více ztmaví a zvýrazní. Je to dáno tím, že teplota plamene je menší než teplota povrchových vrstev Slunce. Celému experimentu se říká obrácení sodíkové čáry.

3.15 skvrna.jpg



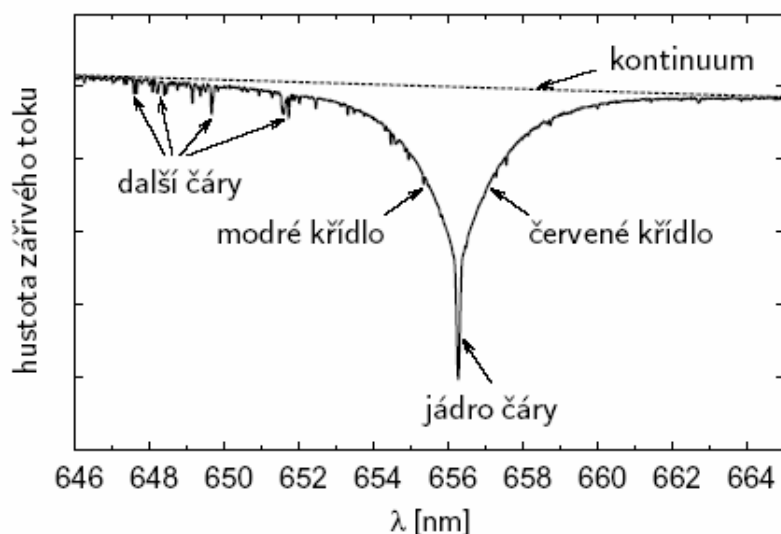
Snímek sluneční skvrny. Z centrální oblasti (nazývané umbra) přichází pouze velmi málo záření, tato oblast se proto jeví jako velmi tmavá. Okolní oblast, penumbra, je jasnější než umbra, ale tmavší než okolí sluneční disk. Na povrchu Slunce mimo oblast skvrny je též patrná granulace.

3.16 barte.pdf



Souvislost efektivní teploty hvězd hlavní posloupnosti, jejich spektrálního typu a barevného indexu $B-V$. S rostoucí efektivní teplotou hvězdy roste zářivý výkon hvězdy a klesá její hvězdná velikost ve všech barvách. Vzhledem k tomu, že se vlnová délka maxima vyzařované energie posouvá do krátkovlnné oblasti spektra, klesá hvězdná velikost v barvě B rychleji než v barvě V , proto barevný index $B-V$ klesá.

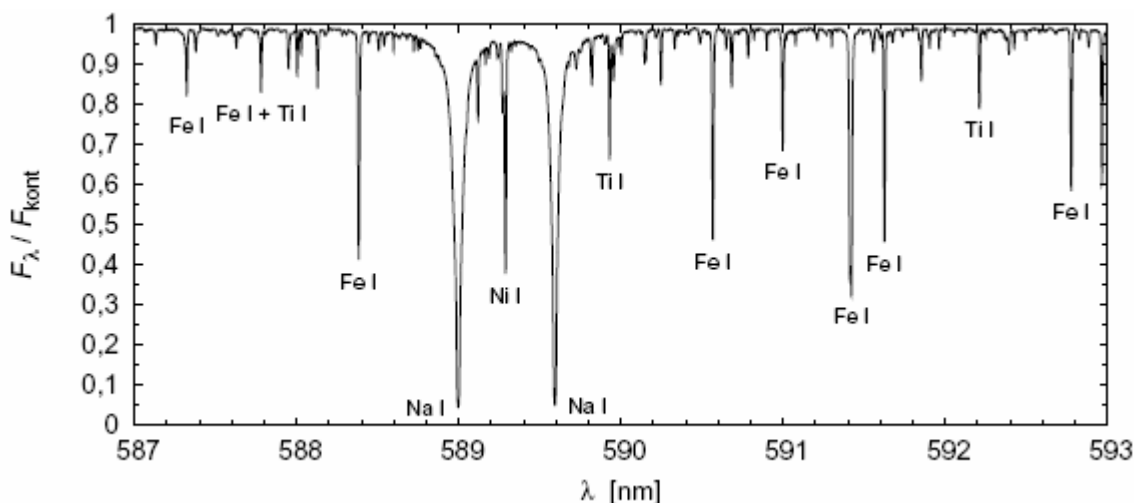
3.17 profilca.pdf



Úsek spektra hvězdy α Geminorum (Castor) zachycující kompletní profil vodíkové čáry $H\alpha$ a jejího přilehlého okolí. Spektrum této poměrně jasné hvězdy spektrálního typu A2V bylo získáno spektrografem obřího dalekohledu Evropské jižní observatoře v Chile o průměru 8,2 m. V grafu je vynesena závislost spektrální hustoty zářivého toku (nebo přesněji veličiny, která je této hustotě úměrná) na vlnové délce vyjádřené v

nm. Centrální část čáry se nazývá jádro, krajní oblasti pak křídla čáry. Modré křídlo čáry se nachází v kratkovlnnější oblasti čáry, zatímco červené křídlo nalezneme v dlouhovlnnější oblasti čáry. Přerušovanou čarou je naznačeno kontinuum, což je myšlená křivka, která by odpovídala spektrální hustotě zářivého toku v případě, že by se v dané oblasti spektra žádné čáry nevyskytovaly. Ve spektru jsou patrné také slabé spektrální čáry dalších prvků.

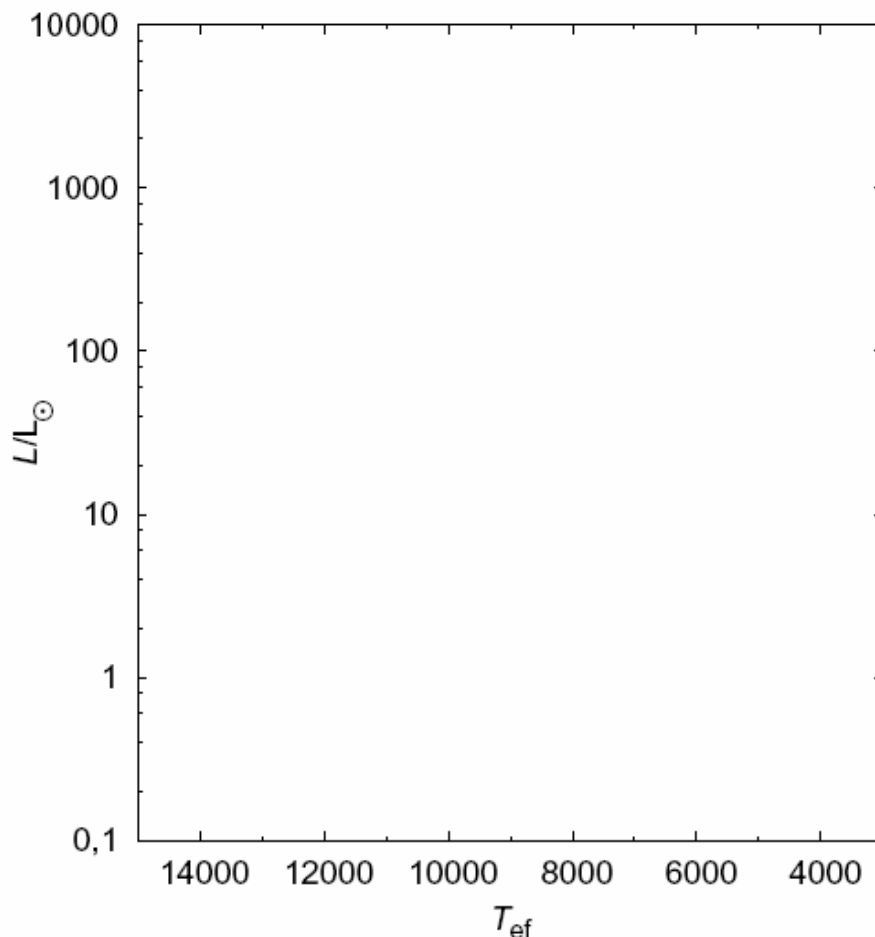
3.18 slunspena.pdf



Ukázka slunečního spektra v oblasti známého sodíkového dubletu (Delbouille et al. 1972). Je zde vynesena závislost relativní spektrální hustoty zářivého toku (spektrální hustoty zářivého toku podělené hustotou zářivého toku v kontinuu – tedy takovou, která by se pozorovala, pokud by v daném místě spektra žádné čáry nebyly) na vlnové délce vyjádřené v nm. Každá ze zachycených spektrálních čar vzniká při přechodech mezi určitými (diskrétními) energiovými hladinami konkrétního atomu nebo iontu. U silnějších čar je uvedeno, kterému iontu daná čára přísluší. Nejvýznamnější čáry v tomto úseku spektra jsou dvě čáry neutrálního sodíku (sodíkový dublet), většina z ostatních nápadných čar vzniká při přechodech mezi jednotlivými energiovými hladinami neutrálního železa. Ačkoliv je látka sluneční atmosféry složena převážně z vodíku a helia, jejich čáry se v této oblasti spektra neprojevují.

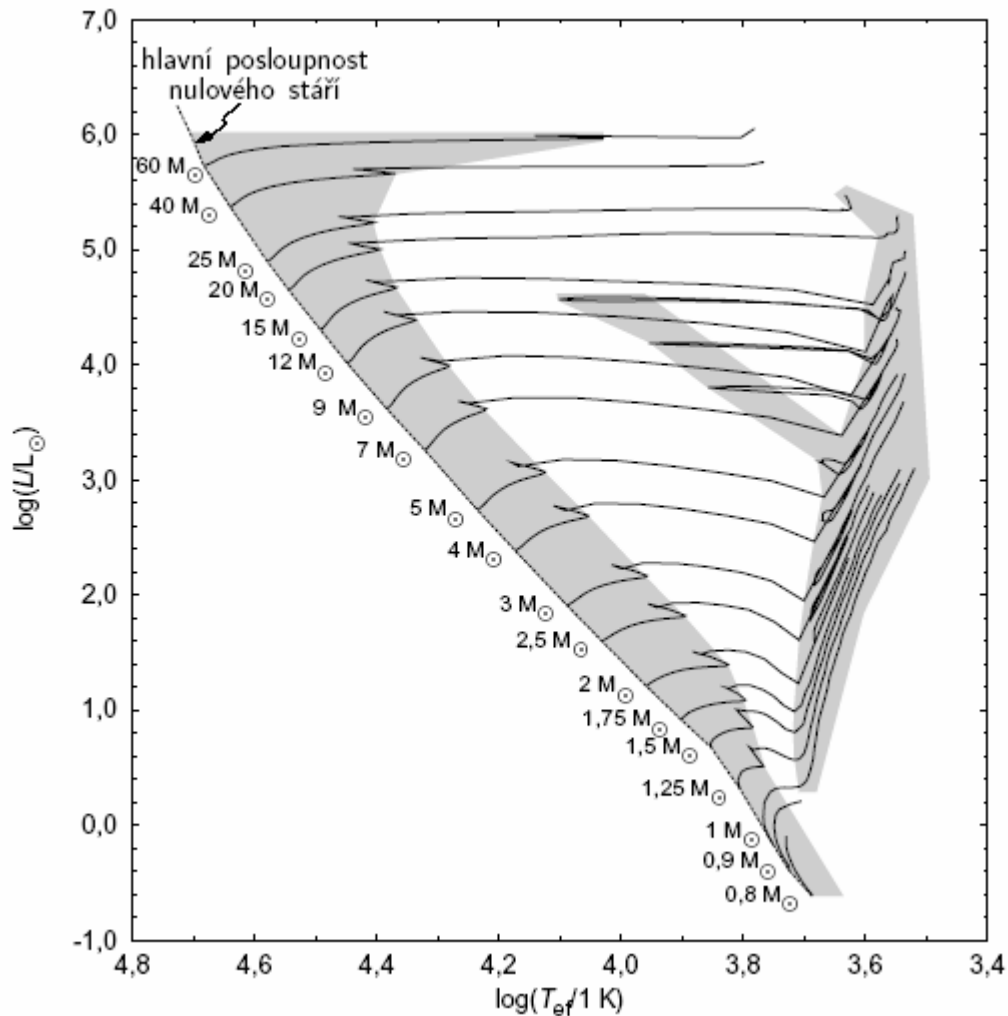
4 Vznik a vývoj hvězd

4.1 HRblizko.pdf



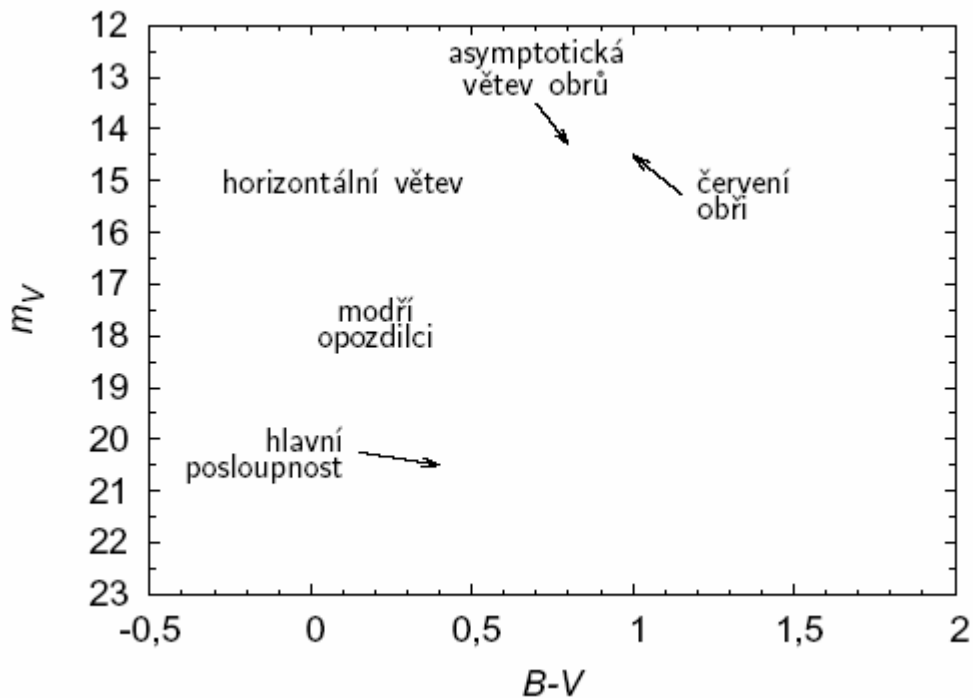
Hertzsprungův-Russellův diagram nejbližších hvězd (nacházejících se do vzdálenosti 100 pc od Slunce) získaný pomocí měření družice Hipparcos (Allende Prieto a Lambert 1999). Každému bodu v obrázku odpovídá určitá hvězda s danými parametry (efektivní teplotou a zářivým výkonem). Na rozdíl od HR diagramů otevřených hvězdokup jsou zde zakresleny nejen hvězdy v různých vývojových stádiích, ale také hvězdy různého stáří. Proto se může stát (na rozdíl od HR diagramů otevřených hvězdokup), že hmotnější hvězdy se běžně nacházejí v počátečním stadiu vývoje, zatímco některé méně hmotné hvězdy zastihujeme již v pokročilém stadiu vývoje. V obrázku je dobře patrná především hlavní posloupnost obsahující hvězdy, které ve svém centru spalují vodík na helium, oblast červených obrů, kteří spalují vodík ve slupce, a horizontální větev obrů. Závěrečná stadia vývoje hvězd na tomto obrázku znázorněna nejsou. Hustota obrazů hvězd v jednotlivých bodech je ovlivněna hned několika skutečnostmi. Nejvíce obrazů hvězd nalézáme v místech, jež odpovídají těm úsekům hvězdného vývoje, ve kterých hvězdy tráví většinu svého aktivního života. Proto je dobře patrná především hlavní posloupnost, hustota obrazů hvězd mimo hlavní posloupnost je podstatně nižší. Dále je počet horkých (hmotných) hvězd hlavní posloupnosti podstatně nižší než počet chladných (málo hmotných) hvězd hlavní posloupnosti. To je dáno tím, že hmotných hvězd v jednotce objemu vzniká podstatně méně než hvězd málo hmotných. Hvězdy hlavní posloupnosti s efektivní teplotou menší než zhruba 5000 K na obrázku zcela chybějí. To je naopak důsledkem výběrového efektu – jakkoli je těchto hvězd hodně, jsou příliš slabé na to, aby je družice Hipparcos mohla sledovat.

4.2 HRdhm.pdf



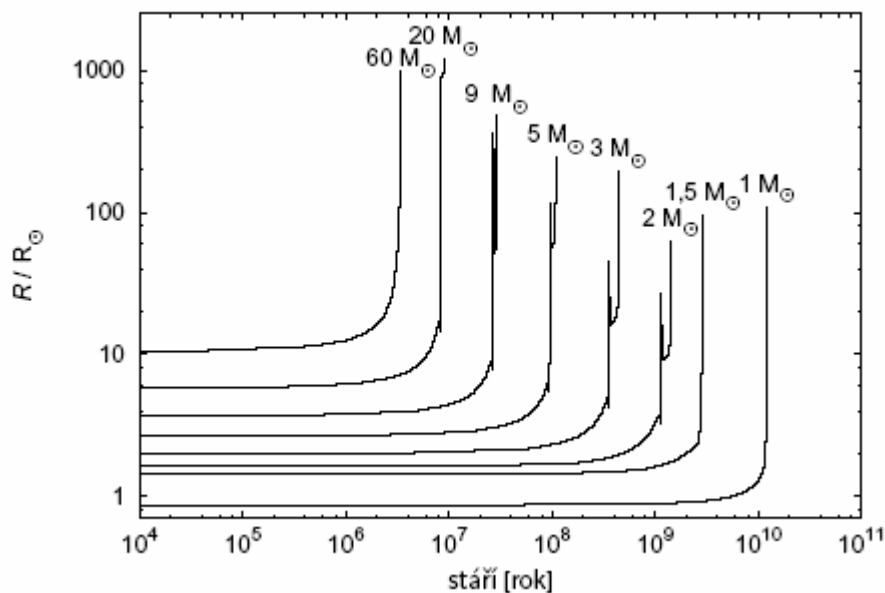
Vývojové stopy hvězd různých hmotností na HR diagramu nakreslené pomocí teoretických modelů Schallera et al. (1992). Je zakreslena vývojová stopa od hlavní posloupnosti nulového stáří. Vývojová stopa je ukončena před závěrečnou fází vývoje, proto na obrázku nenalzáme bílé trpaslíky ani neutronové hvězdy (o černých děrách nemluvě). Vývoj nejhmotnějších hvězd s $M > 7 M_{\odot}$ je sledován až po konec uhlíkových reakcí v jádře, vývoj středně hmotných hvězd s $5 M_{\odot} \geq M \geq 2 M_{\odot}$ je sledován až po fázi hvězdy asymptotické větve obrů, vývoj hvězd s menšími hmotnostmi $1,7 M_{\odot} \geq M \geq 1 M_{\odot}$ je zakreslen pouze po heliový záblesk. Vývojová stopa hvězd s nejmenší hmotností je ukončena ještě během jejich vývoje na hlavní posloupnosti. Navíc byly vývojové stopy nejhmotnějších hvězd (s hmotnostmi 40 M_{\odot} a 60 M_{\odot}) zkráceny, neboť jejich vývoj není stále znám s dostatečnou přesností (je ovlivněn stále nepřilíš probádanými procesy ztráty hmoty a rotací). Šedou barvou jsou vyznačeny oblasti, kde hvězdy tráví největší část svého aktivního života – tedy především oblast hvězd hlavní posloupnosti (které ve svém centru spalují vodík na helium), oblast červených obrů (kteří spalují vodík ve slupce), oblast hmotných hvězd, které spalují helium v jádře a oblast asymptotické větve obrů. Proto aktivní hvězdy nalzáme především právě v těchto stádiích (k nim je ale také nutné připočítat hvězdy horizontální větve, tedy hvězdy s malou počáteční hmotností v pokročilém stadiu vývoje, které ve svém jádru spalují helium – oblast odpovídající těmto hvězdám v grafu vyznačena není). Hvězdy hlavní posloupnosti s vyšší hmotností mají vyšší efektivní teplotu a také vyšší zářivý výkon. Krátce po opuštění hlavní posloupnosti stopy všech hvězdy na obrázku směřují k nižším efektivním teplotám, poloměr hvězd roste, hvězdy se stávají obry. Zatímco ale zářivý výkon méně hmotných hvězd po opuštění hlavní posloupnosti roste, zářivý výkon nejhmotnějších hvězd se nijak zásadě nemění.

4.3 M3.pdf



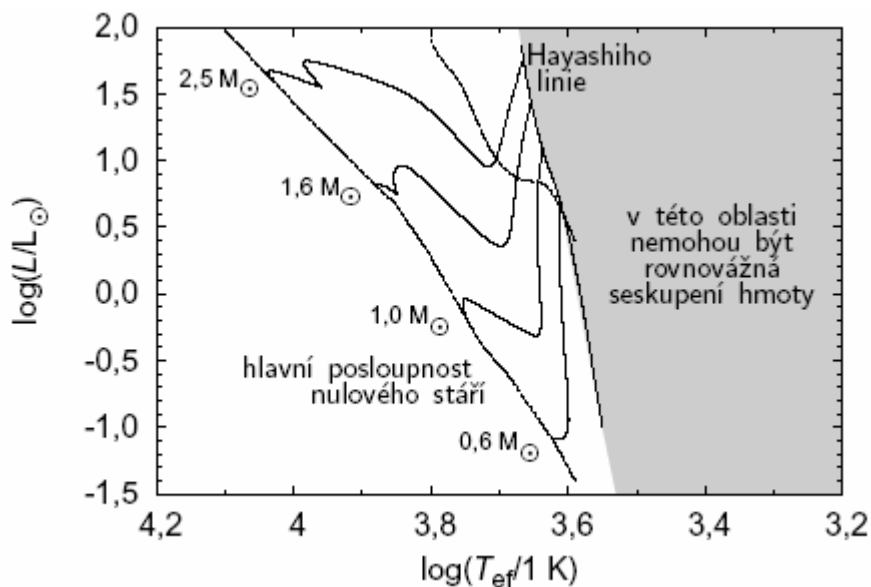
HR diagram kulové hvězdokupy M3 (Ferraro et al. 1997). Je vynesena závislost vizuální hvězdné velikosti m_V na barevném indexu $B-V$ pro jednotlivé členy kulové hvězdokupy, každému bodu tedy odpovídá jednotlivá hvězda. Hvězdná velikost dané hvězdy souvisí nejen se zářivým výkonem této hvězdy, ale také s její vzdáleností. Vzhledem k tomu, že všechny členky hvězdokupy mají přibližně stejnou vzdálenost od Slunce, můžeme při vynášení HR diagramu nahradit absolutní hvězdné velikosti M_V pozorovanými m_V . Všechny hvězdy kulových hvězdokup vznikly téměř ve stejném okamžiku, proto mají všechny hvězdy na obrázku stejné stáří. Vývojově pokročilejší hvězdy mají tedy větší počáteční hmotnost. Velká část hvězd je stále na hlavní posloupnosti (v jejich centrech probíhá hoření vodíku na helium). Patrný je bod obratu, ve kterém hmotnější hvězdy přestávají být hvězdami hlavní posloupnosti a přesouvají se do oblastí červených obrů (v nitrech těchto hvězd dochází k uvolňování energie v důsledku hoření vodíku ve slupce). Hvězdy s ještě větší počáteční hmotností se již stačily z oblasti červených obrů přesunout do oblasti horizontální větve (spalují ve svém centru helium a vodík ve slupce), nebo do oblasti hvězd asymptotické větve obrů (tyto hvězdy spalují ve slupkách helium a vodík). Hvězdy ještě pozdějších vývojových stadií (hvězdy s nejvyšší počáteční hmotností, které se již staly například bílými trpaslíky) na tomto obrázku v podstatě zastoupeny nejsou. V těch místech HR diagramu, jenž odpovídají vývojovým fázím ve kterých hvězdy setrvávají po delší dobu, nalézáme více hvězd. Proto se nejvíce hvězd nachází v oblasti hlavní posloupnosti, pozdní stadia hvězdného vývoje probíhají mnohem rychleji a v příslušných oblastech HR diagramu nalézáme méně hvězd. Na HR diagramu nalézáme též tzv. *modré opozdilce*, tedy relativně horké (a tedy relativně hmotné) hvězdy na hlavní posloupnosti, které podle nám známých modelů hvězdného vývoje osamocené hvězdy měly již dávno hlavní posloupnost opustit. Způsob jejich vzniku je stále předmětem výzkumu, zřejmě se původně jednalo o dvojici hvězd, která splynula v hvězdu jedinou.

4.4 polvyvoj.pdf



Změna poloměru hvězdy od hlavní posloupnosti nulového stáří po stadium obrů nakreslené pomocí teoretických modelů Schallera et al. (1992). V době, kdy je hvězda členem hlavní posloupnosti se její poloměr příliš nemění. V okamžiku, kdy se hvězda stává obrem, její poloměr začne narůstat. Obří hvězdy mají mnohonásobně vyšší poloměr než hvězdy hlavní posloupnosti. Změna poloměru v pozdních stádiích hvězdného vývoje v obrázku zakreslena není. Hvězdy hlavní posloupnosti mají tím větší poloměry, čím je větší jejich hmotnost. Všimněte si, že vývoj hmotnějších hvězd je o několik řádů rychlejší než vývoj hvězd sluneční hmotnosti.

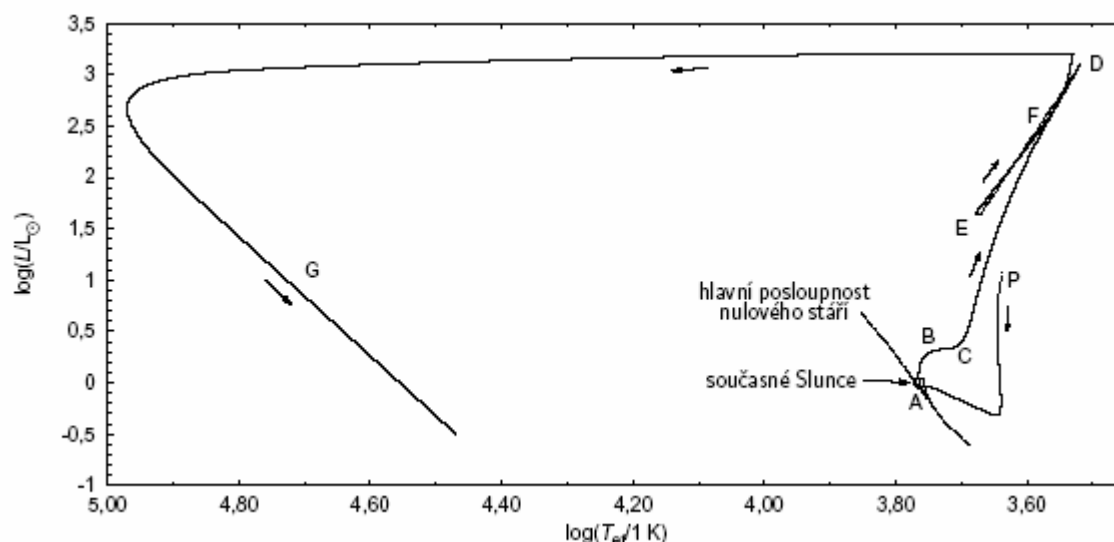
4.5 predhp.pdf



Vývoj různě hmotných hvězd před vstupem na hlavní posloupnost (vývojové stopy jsou převzaty z práce D'Antona a Mazzitelli 1994). Hayashiho linie je množinou bodů na HR diagramu, na které se nacházejí plně konvektivní hvězdy. Hvězdy chladnější než hvězdy na Hayashiho linii (šedá oblast) nemohou být v hydrostatické rovnováze – v tomto případě není znám žádný mechanismus, který by byl schopen přenášet energii z nitra hvězdy k povrchu. Během vývoje hvězdy od Hayashiho linie směrem k hlavní posloupnosti probíhá kontrakce hvězdy, potenciální energie hvězd klesá, podle

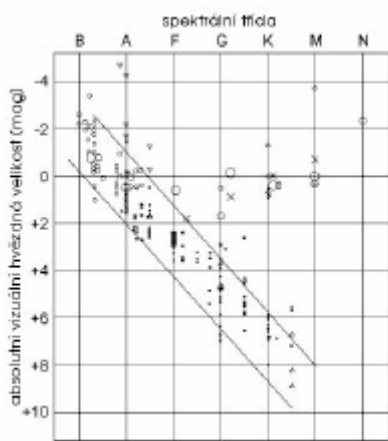
virialového teorému se polovina takto uvolněné energie vyzáří a polovina slouží ke zvýšení vnitřní energie látky hvězdy. Kontrakce probíhá do té doby, než se v centru hvězd ustaví tak vysoká teplota, že jsou termojaderné reakce (slučování 1H na 4He) schopny uvolnit právě takové množství energie jaké hvězda vyzáří. Hvězdy se stanou členem hlavní posloupnosti nulového stáří. Rozhraní na vývojové křivce mezi čárkovanou a plnou čarou odpovídá okamžiku, kdy se zastaví akrece látky na protohvězdu a kdy se hvězda poprvé objeví jako viditelný objekt.

4.6 slunhr.pdf



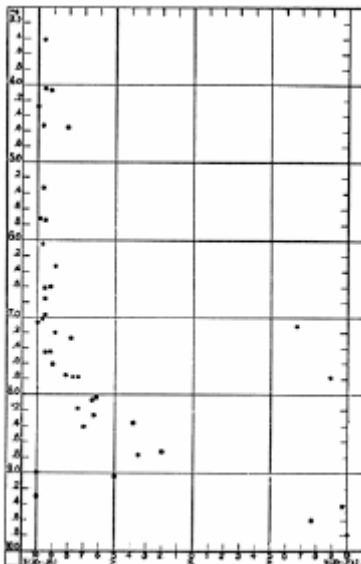
Souhrnný vývoj Slunce zobrazený na HR diagramu (podle Sackmannové et al. 1993). Popisky odpovídají jednotlivým fázím slunečního vývoje. P: Slunce se nachází ve fázi kontrakce, jeho potenciální energie klesá, v souladu s větou o virálu se polovina takto uvolněné energie vyzáří a polovina slouží na zvýšení vnitřní energie látky hvězdy, centrální teplota Slunce proto postupně roste. Kontrakce probíhá do té doby, než jsou termojaderné reakce, které se zapálí v centru hvězdy (slučování ^1H na ^4He), schopny uvolnit právě takové množství energie jaké hvězda vyzáří. V okamžiku, kdy se tak stane, je Slunce na hlavní posloupnosti nulového stáří (A). Největší část svého života je Slunce hvězdou hlavní posloupnosti (A-B), kdy ve svém centru poklidně spaluje vodík na helium. V místě B Slunce vyčerpá zásoby vodíku ve svém nitru. Zapaluje se slupkový zdroj, ve kterém hoří vodík na helium. Ve slupkovém zdroji se uvolní více energie, než je Slunce schopno vyzářit, vnější vrstvy se rozepnou, efektivní teplota mírně poklesne, ale celkový zářivý výkon vzroste. Slunce se stává červeným obrem (C-D), vrstvička hořícího vodíku se posouvá směrem ke slunečnímu povrchu, produkt hoření vodíku – helium se ukládá v centru Slunce. Podmínky v heliovém jádru jsou takové, že se zde objevuje elektronově degenerovaná látka. V bodě D dojde k explozivnímu zapálení 3α reakcí v heliovém jádře, jádro se prudce zahřívá, elektronová degenerace se snímá, jádro expanduje. Expanduje i vrstvička hořícího vodíku, proto se v ní uvolňuje méně energie, zářivý výkon hvězdy klesá. Obraz Slunce se rychle přesunuje na HR diagramu (tato část vývoje je pouze naznačena přerušovanou čarou), Slunce se stává hvězdou horizontální větve (E), kdy v nedegenerovaném jádru spaluje prostřednictvím 3α reakcí helium a ve slupce vodík. Helium se v jádru vyčerpá, zapálí se slupkový heliový zdroj, který za sebou nechává uhlíko-kyslíkové jádro, které se stává elektronově degenerovaným. Slunce se stává hvězdou asymptotické větve obrů (F). V důsledku nestability termojaderného hoření v heliovém slupkovém zdroji se objevují termální pulzy (tato část hvězdného vývoje je stále předmětem bádání, proto je na grafu zakreslena pouze schematicky). Slunce ztrácí velkou část své obálky prostřednictvím hvězdného větru, termojaderné reakce ustávají, odhaluje se žhavé neaktivní elektronově degenerované jádro. Vzniká bílý trpaslík, který postupně chladne (G).

4.7 Russel.jpg



HR diagram sestavený z původních Russellových dat. Pro jednotlivé hvězdy je vynesena závislost jejich absolutní vizuální hvězdné velikosti (která je úměrná zářivému výkonu hvězdy) na jejich spektrální třídě (posloupnost spektrálních tříd odpovídá klesající efektivní teplotě hvězdy). Dvě přímky odpovídají hranicím posloupnosti, kterou získal Hertzsprung pro hvězdokupy Plejády a Hyády. Je patrné, že valná většina hvězd se nachází právě mezi těmito přímkami - jedná se o hvězdy *hlavní posloupnosti*. Některé hvězdy se této posloupnosti vymykají – jejich absolutní vizuální hvězdná velikost je vyšší. Je to způsobeno tím, že tyto hvězdy mají větší poloměr – jedná se o hvězdy obří.

4.8 RosenbergH-R.gif

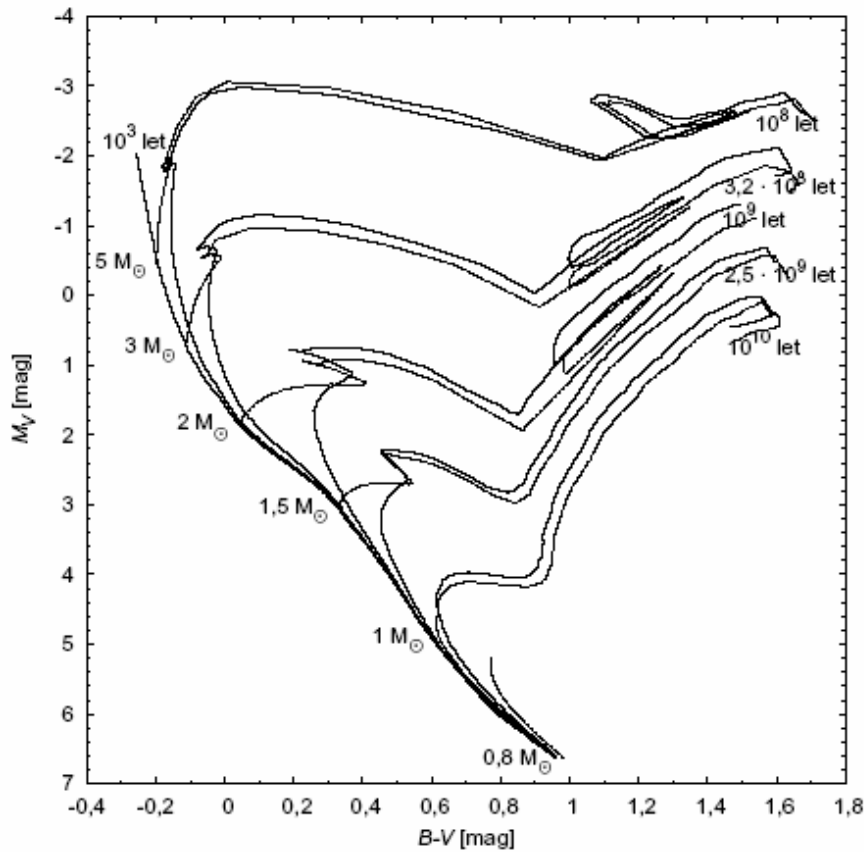


Historický Rosenbergův HR diagram pro otevřenou hvězdokupu Plejády, publikovaný v roce 1910. Je vynesena závislost fotografické hvězdné velikosti na spektrálním typu. Spektrální typ je vyjádřen ve vlastní škále zhruba odpovídající dnes používané spektrální posloupnosti. Rané hvězdy v Plejádách jsou jasnější než hvězdy pozdní, hvězdná velikost souvisí se spektrálním typem – v této závislosti rozpoznáváme hlavní posloupnost. Některé hvězdy v diagramu nalézáme mimo tuto hlavní posloupnost – ty buďto k Plejádám nepatří (pouze se na ně na obloze promítají, ve skutečnosti jsou buď bližší nebo vzdálenější) nebo se jedná o hvězdy obří.

4.9 izochron.pdf

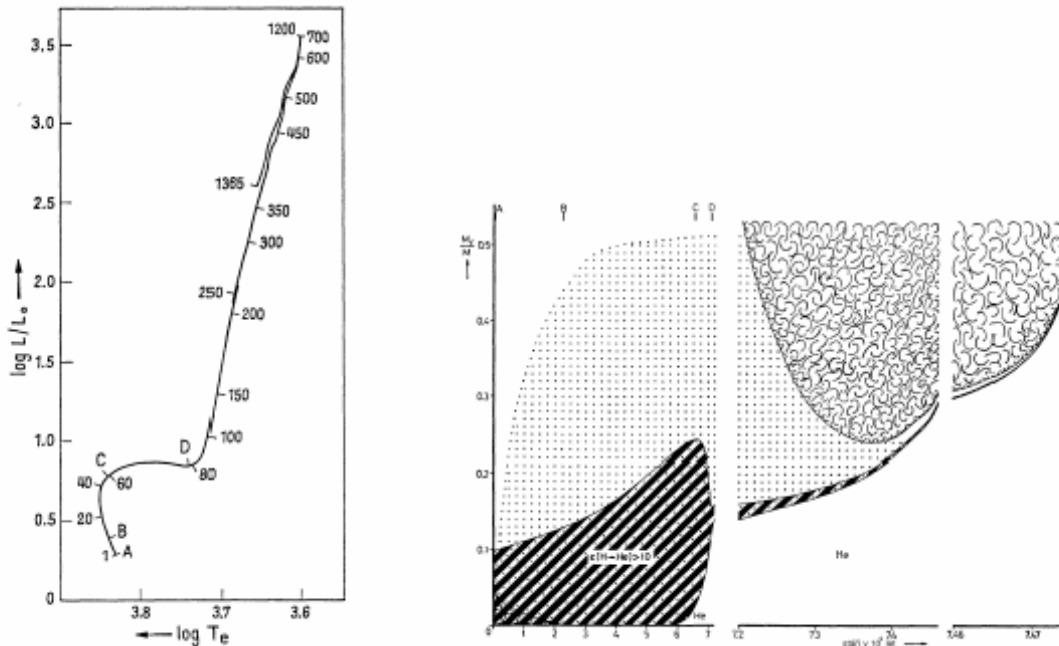
Izochrony na HR diagramu, znázorňující závislost absolutní hvězdné velikosti M_V ve fotometrické barvě V na barevném indexu $B-V$ pro řadu numericky vypočtených modelů hvězd (Lejeune a Schaerer 2001). Izochrony jsou křivky spojující obrazy hvězd na HR diagramu se stejným stářím. Příslušné stáří je u jednotlivých izochron na obrázku uvedeno. Pokud bychom sledovali hvězdný vývoj skupiny hvězd které vznikly ve stejném okamžiku (například otevřené či kulové hvězdokupy), pak by obrazy těchto hvězd na HR diagramu měly ležet na izochroně. Pro přehlednost jsou též uvedeny vývojové křivky několika vybraných hvězd (přerušované čáry). Izochrona nakreslená pro nejmenší stáří odpovídá tzv. hlavní posloupnosti nulového stáří. Nejrychleji se vyvíjejí hvězdy s nejvyšší hmotností, které mají na hlavní posloupnosti nejvyšší teplotu a nejmenší barevný index $B-V$. Proto se s narůstajícím věkem začnou od hlavní posloupnosti nulového stáří odchylovat izochrony právě v oblasti hmotných hvězd. Důležitým bodem jednotlivých izochron je tzv. bod obratu, v němž se izochrony začínají odchylovat od oblasti hlavní posloupnosti. S narůstajícím stářím se poloha bodu obratu posouvá k menším efektivním teplotám, tedy k větším

barevným indexům $B-V$. Poloha bodu obratu jednoznačně odpovídá stáří dané izochrony. Podle této polohy v HR diagramech jednotlivých hvězdokup je možné určovat stáří těchto hvězdokup.



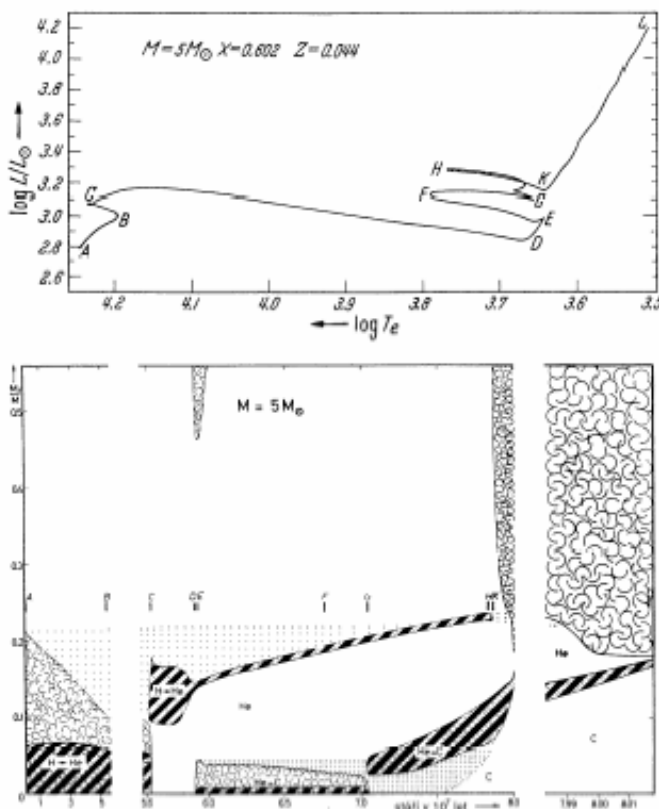
Na obrázku nejsou zakresleny úplné izochrony, chybí část odpovídající vývoji po asymptotické větvi obrů a ochlazování bílého trpaslíka, pro méně hmotné hvězdy navíc není zakreslena část odpovídající horizontální větvi (spalování helia v jádře).

4.10 vyvoj1.3HR.pdf (a) , vyvoj1.3KW.pdf (b)



Vývoj hvězdy s počáteční hmotností $1,3 M_{\odot}$ podle modelů Thomase (1967). (a) Vývojová stopa hvězdy na HR diagramu. Obrázek byl převzat z již historické práce, takže v detailech nutně nemusí odpovídat nejnovějším poznatkům. Písmena podél stopy označují jednotlivé fáze hvězdného vývoje, čísla označují modely. (b) Vývoj nitra hvězdy. Každý řez ve vertikálním směru odpovídá stavu nitra v určitý okamžik. Jednotlivé vrstvy jsou zakresleny v závislosti na příslušné hodnotě $M(r)/M$. „Chuchvalcovité“ plochy označují oblasti, kde probíhá konvekce, v tučně pruhovaných oblastech probíhají vydatné nukleární reakce ($\epsilon > 10^{-3} \text{ J kg}^{-1} \text{ s}^{-1}$), tečkované plochy označují místa, kde v důsledku jaderných reakcí došlo ke změně počátečního chemického složení. Během vývoje na hlavní posloupnosti (A-C) se v centru hvězdy spaluje vodík. Po vyčerpání vodíkového paliva v nitru hvězdy se zapaluje vodíkový slupkový zdroj a objevuje se heliové jádro. Hvězda se stává červeným obrem (D), který má velkou podpovrchovou konvektivní zónu. Konvektivní zóna zasahuje i do oblastí, kde byl obsah prvků pozměněn v důsledku termonukleárních reakcí, takže produkty jaderného hoření se mohou dostat až na povrch. Vodíkový slupkový zdroj se přesouvá směrem k hvězdnému povrchu a zanechává za sebou stále hmotnější heliové jádro. S rostoucí hmotností heliového jádra jeho teplota stoupá, v jistém okamžiku dojde k zapálení heliových reakcí v jádře a hvězda se takřka naráz stává hvězdou horizontální větve. Další vývoj hvězdy již v obrázku zakreslen není.

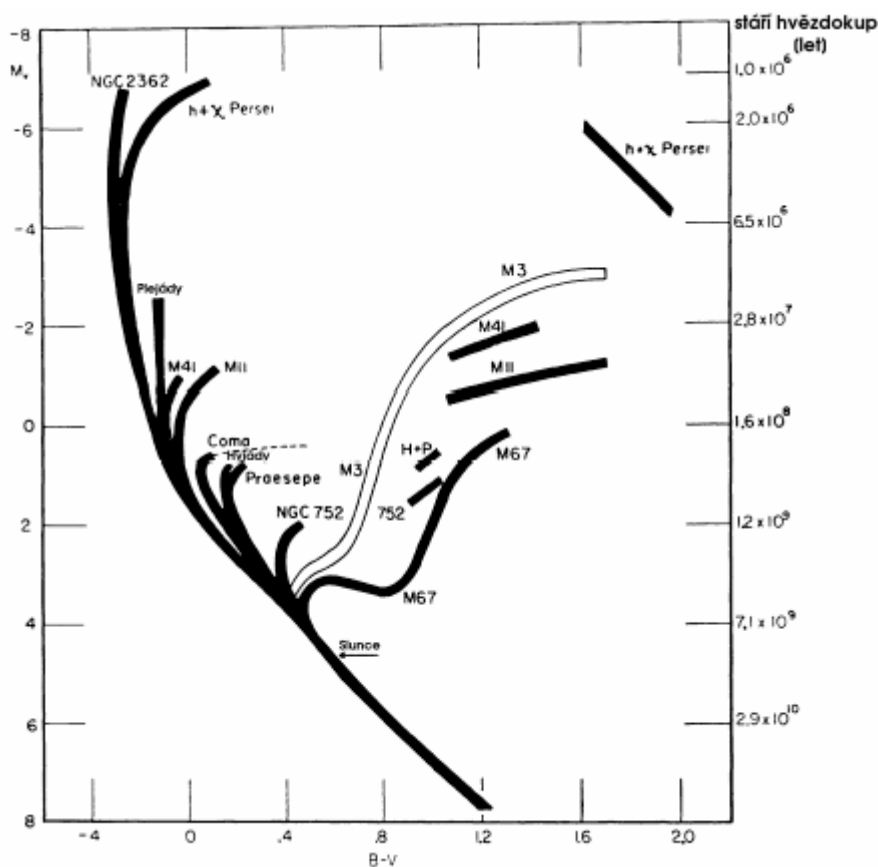
4.11 vyvoj5HR.pdf (a), vyvoj5KW.pdf (b)



Vývoj hvězdy s počáteční hmotností $5 M_{\odot}$ podle modelů Kippenhahna et al. (1965). (a) Vývojová stopa hvězdy na HR diagramu. Obrázek byl převzat z již historické práce, takže v detailech nutně nemusí odpovídat nejnovějším poznatkům. Písmena podél stopy označují jednotlivé fáze hvězdného vývoje. (b) Vývoj nitra hvězdy. Vertikála odpovídá stavu nitra v daný okamžik. Jednotlivé vrstvy jsou zakresleny v závislosti na hodnotě $M(r)/M$. „Chuchvalcovité“ plochy označují oblasti, kde probíhá konvekce, v tučně pruhovaných oblastech probíhají vydatné nukleární reakce ($\epsilon > 10^{-1} \text{ J kg}^{-1} \text{ s}^{-1}$), tečkované plochy označují místa, kde v důsledku jaderných reakcí došlo ke změně počátečního chemického složení.

Během vývoje hvězdy na hlavní posloupnosti (A-C) se v jejím centru spaluje vodík. Po vyčerpání vodíkového paliva v centrálních částech hvězdy se zapaluje vodíkový slupkový zdroj a objevuje se heliové jádro. Hvězda se stává červeným obrem (D-E), který má rozsáhlou podpovrchovou konvektivní zónu. Vodíkový slupkový zdroj se přesouvá směrem k hvězdnému povrchu a zanechává za sebou stále hmotnější heliové jádro. S rostoucí hmotností heliového jádra jeho teplota stoupá, v jistém okamžiku dojde k zapálení heliových reakcí v jádře a hvězda začne spalovat helium ve svém jádře (E-G). Přitom se stále spaluje vodík ve slupce. Po vyčerpání helia v jádře se zapálí heliový slupkový zdroj, který za sebou v centru nechává stále větší neaktivní jádro, v tomto případě složené z uhlíku. Ve hvězdě existují dva slupkové zdroje. Konvekce dosahuje hluboko do nitra hvězdy, produkty jaderných reakcí se dostávají až na povrch. Další vývoj, kdy hvězda ztrácí velkou část své obálky a posléze se stává bílým trpaslíkem, již v obrázku zakreslen není.

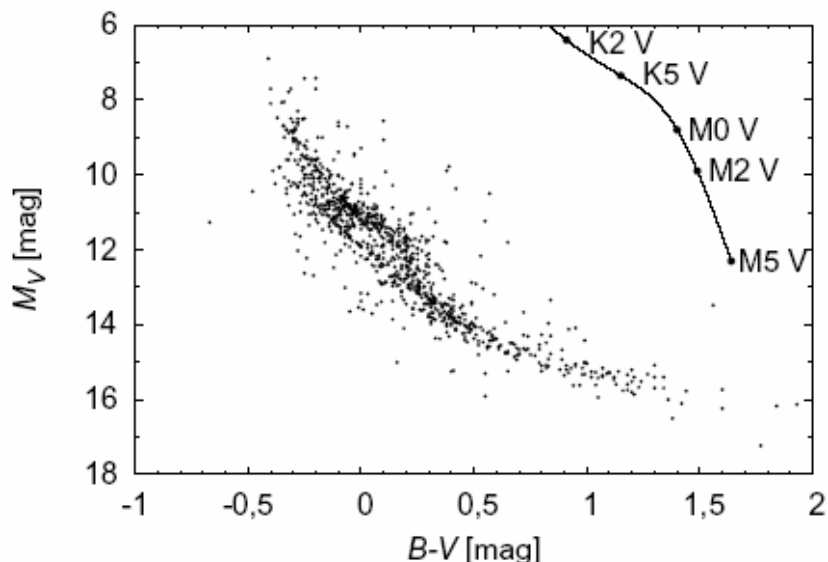
4.12 otevrenkyhr.pdf



Schematické znázornění HR diagramů několika otevřených hvězdokup a jedné kulové hvězdokupy v historické práci Allana Sandage (1958). Diagram představuje závislost absolutní hvězdné velikosti M_V ve fotometrické barvě V , která zde nahrazuje celkový zářivý výkon hvězdy, na barevném indexu $B-V$, který je zase měřítkem její efektivní teploty. Pro jednotlivé hvězdokupy jsou zakresleny křivky odpovídající oblastem s největší hustotou obrazů hvězd na HR diagramu. Vzhledem k tomu, že hvězdy otevřených hvězdokup vznikly téměř ve stejný okamžik, odpovídají jednotlivé křivky izochronám - křivkám spojujícím obrazy hvězd na HR diagramu se stejným stářím. Vzhledem k tomu že nejhmotnější hvězdy hlavní posloupnosti jsou nejteplejší, mají také nejmenší barevný index. Tyto hvězdy se vyvíjejí nejrychleji, nejdříve opouštějí hlavní posloupnost. S rostoucím stářím opouštějí obrazy stále méně hmotných hvězd hlavní posloupnosti. Bod na HR diagramu určité hvězdokupy, ve kterém obrazy hvězd opouštějí hlavní posloupnost a směřují do oblasti nižších efektivních teplot (vyšších barevných indexů), se nazývá bod obratu. Poloha bodu obratu tak jednoznačně určuje stáří otevřené hvězdokupy (to je vyznačeno na ose y).

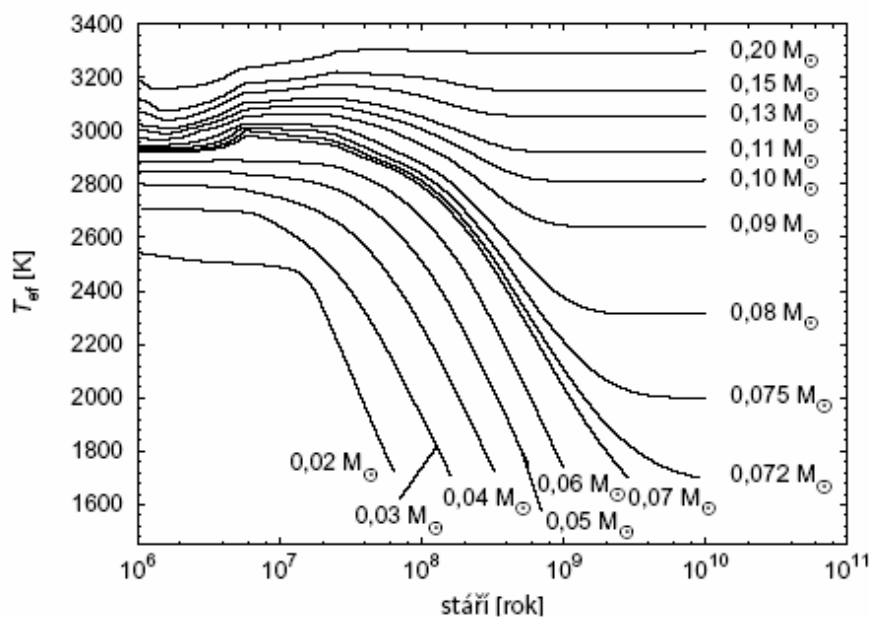
5 Závěrečná stadia vývoje hvězd

5.1 bthr.pdf



Poloha bílých trpaslíků na HR diagramu (McCook, Sion 1999). Na diagramu je též vyznačena poloha hlavní posloupnosti. Je patrné, že bílí trpaslíci jsou podstatně slabší než hvězdy hlavní posloupnosti téže efektivní teploty, což je dáno jejich menšími rozměry. Nejmladší bílí trpaslíci jsou ti nejteplejší. S přibývajícím věkem se bílí trpaslíci ochlazují, jejich poloměr se však prakticky nemění. Proto jsou nejmladší bílí trpaslíci nejjasnější a mají nejnižší barevný index $B-V$ (odpovídající jejich vysoké efektivní teplotě). V průběhu času se maximum jejich vyzařování přesunuje do dlouhovlnné oblasti spektra a barevný index $B-V$ index roste. Hvězdy postupně slábnou.

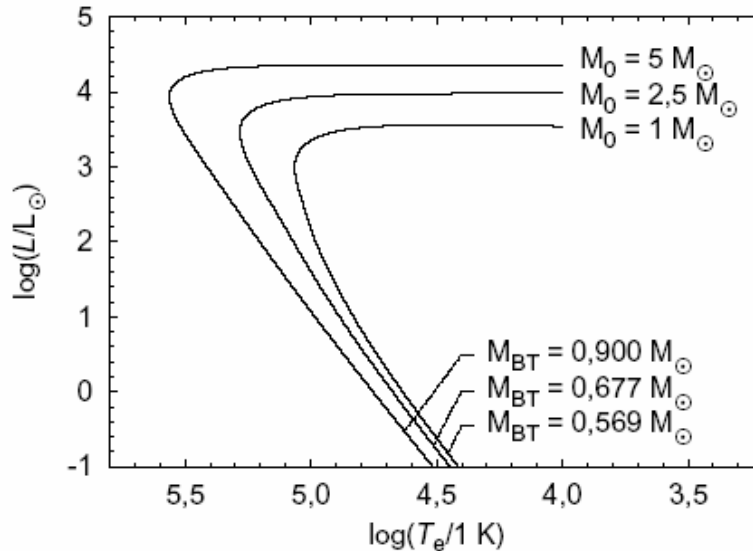
5.2 eftephr.pdf



Vývoj efektivní teploty elektronově degenerovaných hvězd s malou hmotností (hnědých trpaslíků s hmotností $M \leq 0,072 M_{\odot}$ a červených trpaslíků s hmotností $M \geq 0,075 M_{\odot}$ podle práce Baraffe et al. (1998). V centru červených trpaslíků se během vývoje vytvoří natolik vysoká

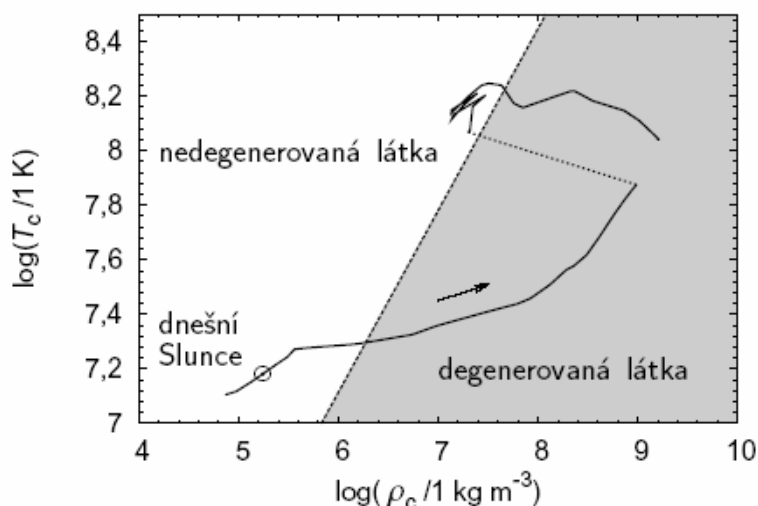
teplota, že zde začnou probíhat vodíkové reakce natolik intenzívně, že jejich výkon je s to na velmi dlouhou dobu hradit zářivý výkon hvězdy. Jejich efektivní teplota se proto ustaví na určité hodnotě, která se během spalování vodíkového termojaderného paliva takřka nemění. Zářivý výkon hnědých trpaslíků je ovšem hrazen z jejich tepelné energie, takže efektivní teplota s časem klesá, zatímco poměr hvězdy zůstává téměř konstantní.

5.3 chlazbt.pdf



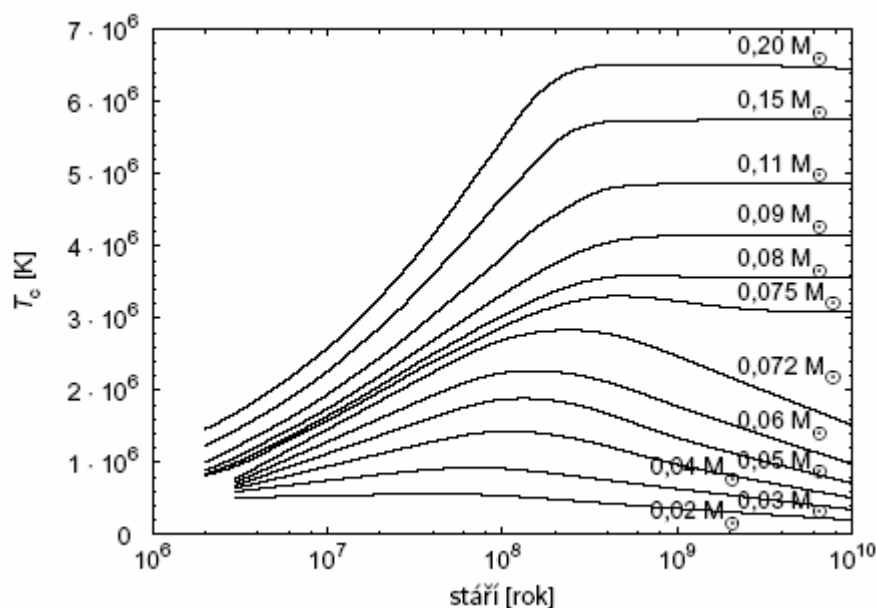
Vývojové stopy hvězd s počáteční hmotností $5 M_{\odot}$, $2,5 M_{\odot}$, $1,0 M_{\odot}$ (následující po stadiu obra asymptotické větve) zobrazené na HR diagramu (Vassiliadis, Wood 1994). V důsledku velké ztráty hmoty ve fázi obra asymptotické větve se tyto hvězdy zbaví rozhodující části svého obalu. Dojde u nich k odhalení velice žhavého elektronově degenerovaného jádra, ve kterém už neprobíhají žádné termojaderné reakce. Po relativně krátký čas má hvězda ve svém okolí rozpínající se planetární mlhovinu. Zářivý výkon hvězdného zbytku (bílého trpaslíka) je hrazen především ze zásob jeho tepelné energie, jeho efektivní teplota a zářivý výkon proto začnou klesat. Postupem času se z bílého trpaslíka stává málo zářivý, černý trpaslík. Všimněte si, že hmotnost tohoto hvězdného zbytku je podstatně menší než počáteční hmotnost hvězdy. Podstatná část hmoty hvězdy byla tedy během hvězdného vývoje navracena do mezihvězdného prostředí, buď prostřednictvím hvězdného větru či pulzací.

5.4 slundeg.pdf



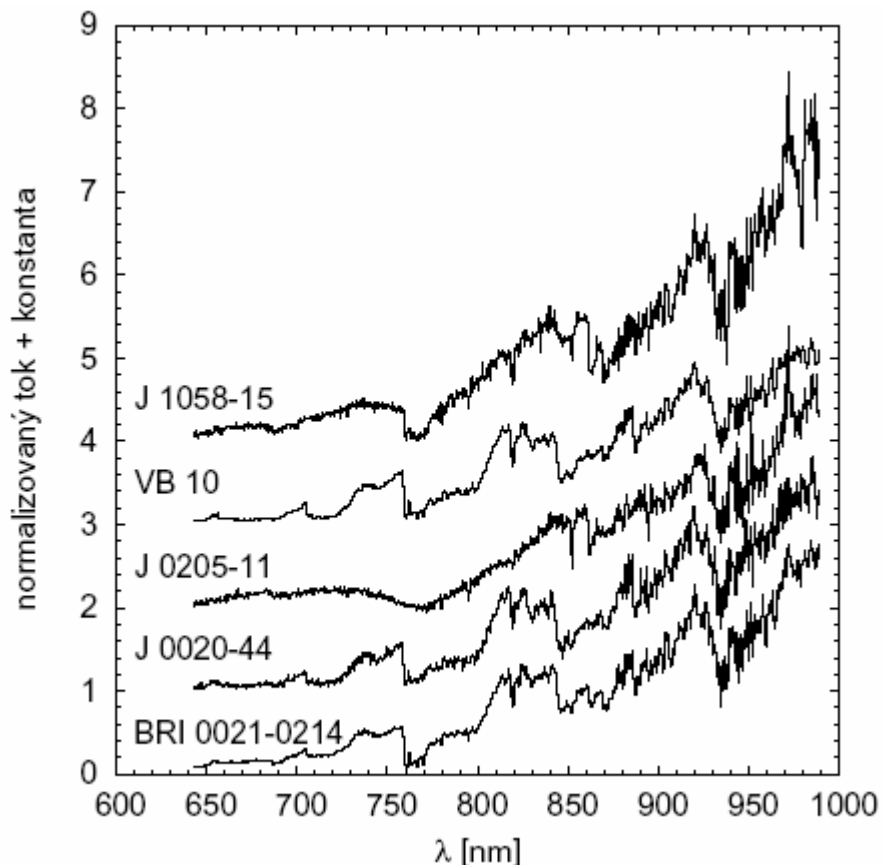
Vývoj podmínek v centrálních částech nitra Slunce během jeho vývoje (Mazzitelli, D'Antona 1986) znázorněný na ploše stavového digramu teplota – hustota. Šedou barvou je vyznačena oblast parametrů, která odpovídá elektronově degenerované látce. Na začátku vývoje je v centru, ale i kdekoli jinde v nitru Slunce látka v nedegenerovaném stavu. V důsledku probíhajících jaderných reakcí dochází k růstu střední molekulové hmotnosti v jádru a tedy také k růstu centrální teploty a tlaku. V době, kdy Slunce přestává být hvězdou hlavní posloupnosti se zapalují vodíkové jaderné reakce ve slupce. Produkt těchto reakcí – helium se ukládá v jádře, teplota a tlak v jádře stále roste, jádro se stává elektronově degenerovaným (Slunce je červeným obrem). V okamžiku, kdy teplota a hustota stoupnou v jádře natolik, že se zde začne spalovat helium, teplota v centru vzroste, jeho hustota poklesne a dojde k sejmutí elektronové degenerace (tento bleskový děj je vyznačen přerušovanou čarou). Během následujícího období svého vývoje bude Slunce dále spalovat helium ve svém nedegenerovaném jádře, nikde ve Slunci se degenerovaná látka nenajde. Za poměrně krátkou dobu se centrum hvězdy opět zahustí a objeví se zde degenerace. Helium v jádru Slunce vyčerpá, zažehne se heliový slupkový zdroj a hustota v centru opět roste, v centru se usazuje popel heliových reakcí – uhlík a kyslík. S postupujícím časem se uhlíkovo-kyslíkové jádro se stává opět (v tomto případě již nezvratně) elektronově degenerovaným. Po odhození vnějších vrstev se objevuje elektronově degenerovaný uhlíkovo-kyslíkový bílý trpaslík. Chladnutí jádra až do fáze velice málo zářivého černého trpaslíka již v grafu vyznačeno není.

5.5 centepht.pdf



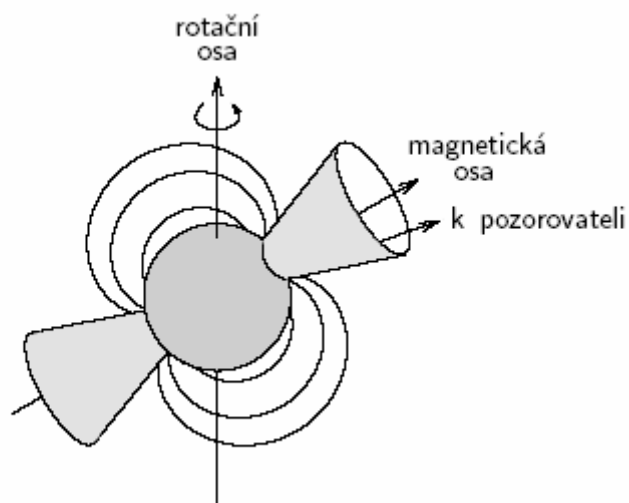
Vývoj centrální teploty v modelech smršťujících se hnědých a červených trpaslíků (Burrows at al. 1993, Chabrier, Baraffe 1997). Na počátku smršťování zárodků hnědých trpaslíků (s hmotností $M \leq 0,072 M_{\odot}$) a červených trpaslíků (s hmotností $M \geq 0,075 M_{\odot}$) se jejich centrální teplota zvyšuje na úkor klesající potenciální energie objektu (podle viriálového teorému se polovina uvolněné potenciální energie vyzáří a druhá polovina se využije na zvýšení tepelné energie hvězdy). Na rozdíl od hnědých trpaslíků, v centrech červených trpaslíků teplota stoupne natolik, že dojde k zapálení dostatečně vydatných termojaderných reakcí (spalování vodíku na helium), které jsou schopny uhradit zářivý výkon hvězdy. Centrální teplota červených trpaslíků se pak ustaví na určité hodnotě a již se podstatně nemění (do té doby, než se spálí dostupné termojaderné palivo). V případě hnědých trpaslíků však nastupující elektronová degenerace další smršťování hvězdy zastaví a centrální teplota hvězdy se dále nezvyšuje. Výkon termojaderných reakcí, které zde probíhají, nestačí uhradit zářivý výkon hvězdy. Hvězda jako celek začne chladnout, což tempo probíhajících reakcí ještě dále zpomalí. Hvězda září pouze ze zásob své vnitřní energie, kterou hvězda získala v údobí předcházejícího volného smršťování. Touto skutečností se hnědí a červení trpaslíci liší nejvíce.

5.6 htspek.pdf



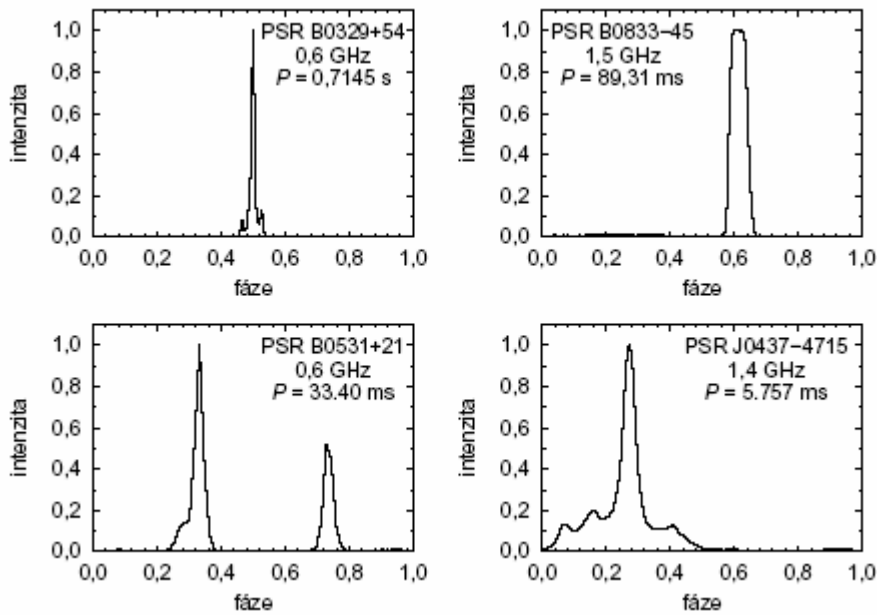
Optická spektra hnědých trpaslíků (Tinney et al. 1998). Jednotlivá spektra byla vertikálně posunuta a normována tak, aby je bylo možné zobrazit v jednom grafu. Spektra jsou ovlivněna především jednoduchými molekulami jako oxidu titanatého TiO nebo oxidu vanadnatého VO. Všimněte si, že relativně chladní hnědí trpaslíci vyzařují velkou část svého záření v infračervené oblasti.

5.7 Pulsar.pdf



Schematický obrázek pulzaru. Rychle rotující neutronová hvězda má silné dipólové magnetické pole, jehož osa je skloněna vzhledem k ose rotace. Nabitě částice, pohybující se v tomto magnetickém poli, vyzařují synchrotronové záření především ve směru magnetické osy. Samotná hvězda spolu se svým magnetickým polem rotuje, pozorovatel proto sleduje periodické záblesky radiového záření v okamžiku, kdy je osa magnetického pole natočena směrem k němu.

5.8 prompul.pdf



Radiové křivky pulzarů. V grafech je vynesena fázová závislost pozorovaného toku radiového záření (relativně k jeho maximální hodnotě). U každého z nich je kromě označení příslušného pulzaru uvedena také frekvence radiového záření, pro niž byla daná křivka získána a perioda pulzaru.

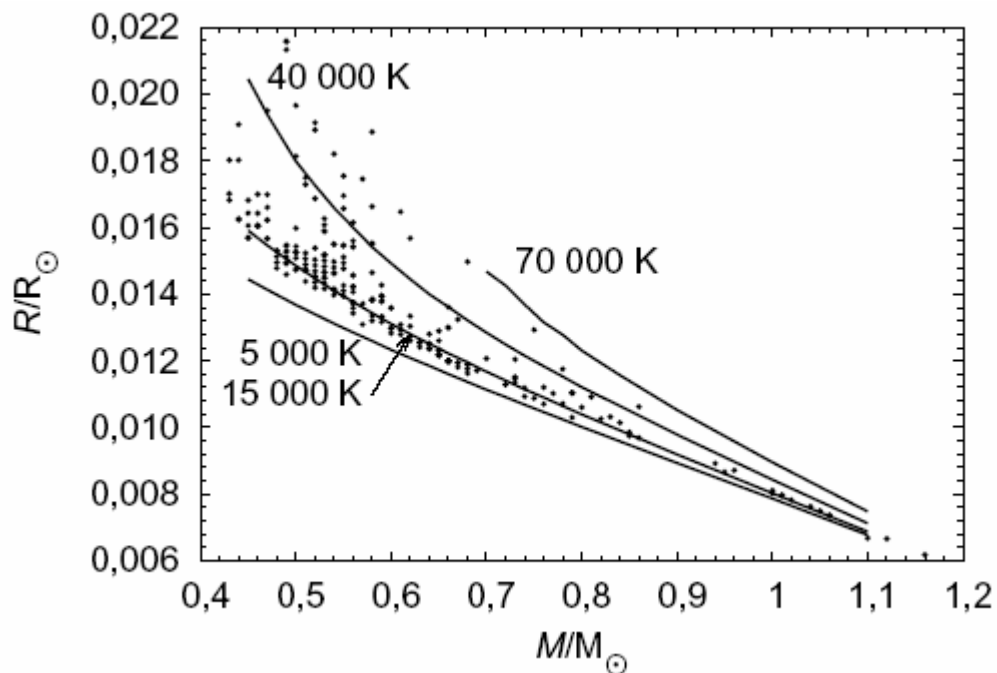
PSR B0329+54 je typickým pulzarem. PSR B0833-45 je pak známý pulzar v Plachtách, jedná se o zbytek po supernově, která vzplanula před zhruba 10 000 lety. PSR B0531+21 je pulzar v Krabí mlhovině, který je pozůstatkem po supernově, která vzplanula roku 1054. PSR J0437-4715 je milisekundový pulzar, který byl na svou vysokou rotační rychlost roztočen akrecí látky z druhé složky dvojhvězdy.

5.9 SiriusBdrah.pdf (a), SiriusBvid.jpg (b), SiriusBrentgen.jpg (c)



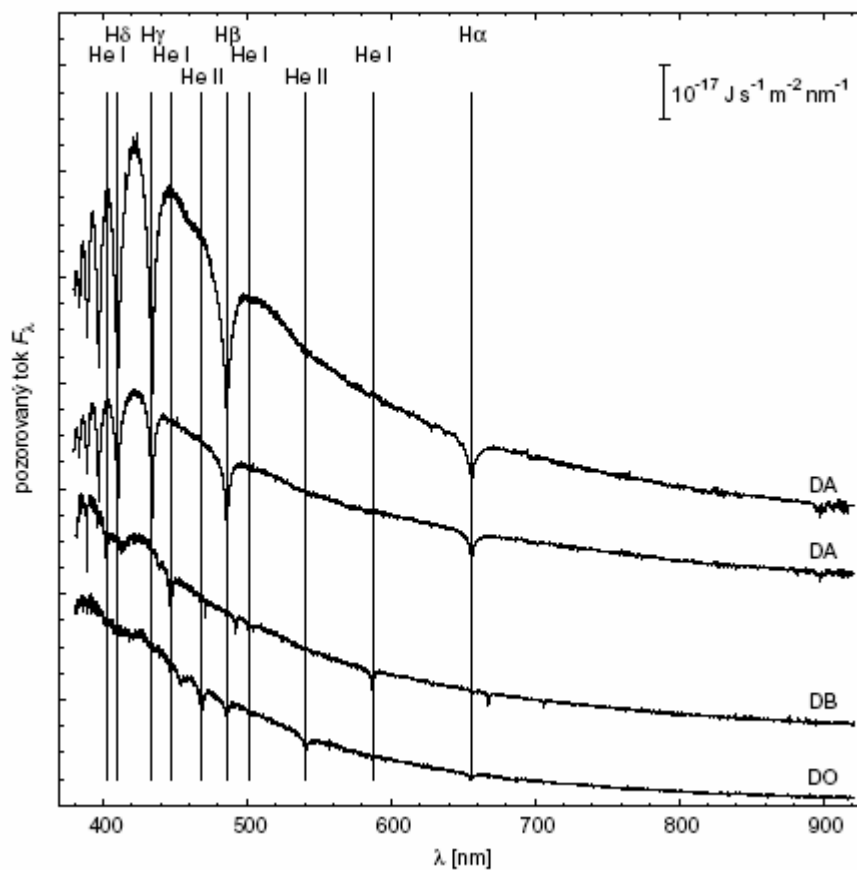
Dvojhvězda Sirius AB. (a) Relativní trajektorie bílého trpaslíka Siria B vztažená ke hmotnější složce dvojhvězdy, k Siriu A. Malými kotoučky jsou vyznačena jednotlivá měření relativní polohy Siria B, poloha Siria A je znázorněna větším kotoučkem. Souvislou čarou je zakreslena nejpravděpodobnější trajektorie Siria B (Benest a Duvent 1995). (b) Vizuální pozorování dvojhvězdy získané 3m dalekohledem Lickovy hvězdárny. Jasnější složka Sirius A je silně přexponována, kolem jejího obrazu je patrný difrakční obrazec vznikající ohybem světla na okraji objektivu. Těsně pod jasnější složkou je viditelný obraz Siria B (a poblíž také zřejmě kaz). (c) Snímek dvojhvězdy v rentgenovém oboru pořízený družicí Chandra. Zatímco v optickém oboru je jasnější složka A, v rentgenovém oboru je jasnější výrazně teplejší složka B - bílý trpaslík.

5.10 btrm.pdf



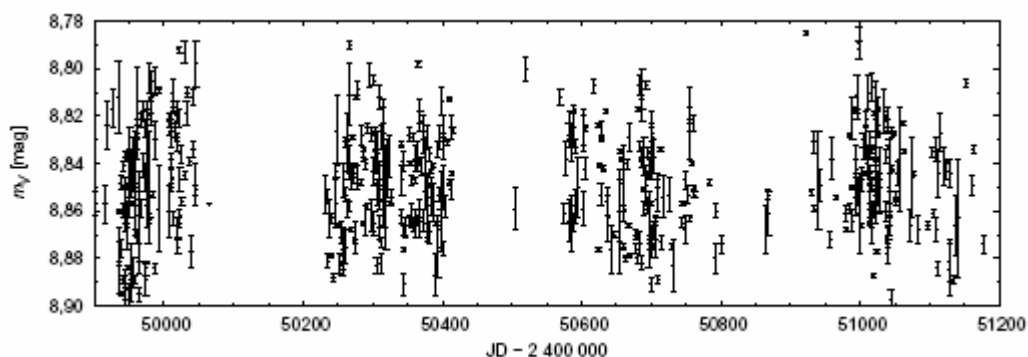
Vztah mezi poloměrem a hmotností bílých trpaslíků. Souvislými čarami je zakreslena teoretická závislost poloměru uhlíkovo-kyslíkových bílých trpaslíků na jejich hmotnosti pro různé hodnoty efektivní teploty hvězdy (Benvenuto a Althaus 1999). V obrázku jsou dále zaneseny body odpovídající parametrům jednotlivých bílých trpaslíků, zjištěných Koesterem et al. (2001). Je zřejmé, že poloměr bílých trpaslíků závisí především na jejich hmotnosti a jen v menší míře na jejich efektivní teplotě. Dle očekávání s rostoucí hmotností poloměr bílých trpaslíků klesá a pro jistou kritickou hmotnost jeho poloměr klesne až k nule (Chandrasekharova mez). To v obrázku zakresleno není. Během vývoje bílých trpaslíků klesá jejich efektivní teplota, přičemž se jejich hmotnost již podstatně nemění, vývojové stopy v tomto obrázku tedy odpovídají svislým úsečkám.

5.11 trpaspe.pdf



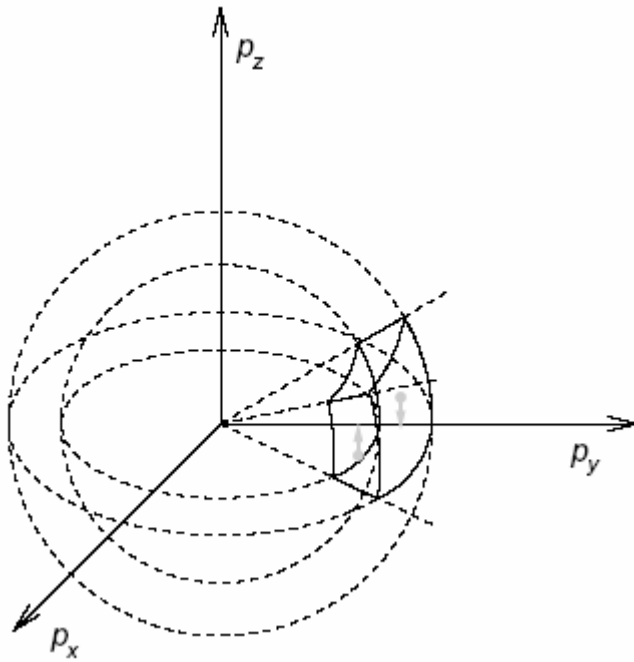
Spektra vybraných bílých trpaslíků, převzatá z přehlídky *Sloan Digital Sky Survey*. Je zakreslena závislost pozorované hustoty zářivého toku na vlnové délce (jednotlivá spektra byla vertikálně posunuta tak, aby si nepřekážela). U jednotlivých spekter je uveden příslušný typ bílého trpaslíka. Spektrální typy bílých trpaslíků jsou zavedeny podobně jako spektrální typy nedegenerovaných hvězd. Ve spektrech bílých trpaslíků třídy DA jsou patrné především vodíkové čáry. Ve spektrech trpaslíků třídy DB a DO jsou patrné heliové spektrální čáry, v případě hvězd typu DB se jedná o čáry neutrálního helia He I, ve spektrech hvězd typu DO nalézáme čáry ionizovaného helia He II.

5.12 cygx1.pdf



Světelná křivka rentgenové dvojhvězdy Cyg X-1 (Karitskaja et al. 2001) ve fotometrické barvě V . Světelná křivka dle očekávání vykazuje víceméně chaotické změny. Dvojhvězdu tvoří hmotný horký veleobr a černá díra.

5.13 pauliko.pdf



Ilustrace Pauliho vylučovacího principu. Na obrázku je zakreslena část fázového prostoru odpovídající jednotlivým složkám hybnosti. Ve skutečnosti je fázový prostor šestiřozměrný, souřadnice částice jsou v tomto šestiřozměrném fázovém prostoru určeny jednak složkami hybnosti a jednak souřadnicemi v běžném trojřozměrném prostoru. V elementu fázového prostoru s objemem h^3 se mohou vyskytovat nanejvýš dva elektrony s opačným spinem. Na obrázku je zakreslena část tohoto elementu v prostoru hybností.