MATEMATICKO–FYZIKÁLNA FAKULTA
UNIVERZITY KOMENSKÉHO
v Bratislave

Katedra jadrovej fyziky

SIMULÁCIA PRODUKCIE KOZMOGÉNNYCH NUKLIDOV V ZEMSKEJ ATMOSFÉRE

Diplomová práca

1998

Diplomant: **Daniel Kollár**
Školiteľ: **Doc.RNDr. Jozef Masarik, DrSc.**

Prehlasujem, že som predkladanú diplomovú prácu vypracoval samostatne s použitím uvedenej literatúry.

V Bratislave, 1988 Daniel Kollár

Ďakujem Doc. RNDr. Jozefovi Masarikovi, DrSc. za odborné vedenie a spoluprácu pri písaní tejto práce.

OBSAH

ÚVOD 6

1. SÚČASNÝ STAV PROBLEMATIKY 8

1.1 Kozmické žiarenie 8
1.1.1 Galaktické KŽ 9
1.1.2 Slnečné KŽ 12

1.2 Kozmogénne nuklidy 14
1.2.1 Produkcia kozmogénnych nuklidov v atmosfére 14
1.2.2 Procesy ovplyvňujúce produkciu kozmogénnych nuklidov v atmosfére 16

1.3 Modely výpočtov produkcie kozmogénnych izotopov v atmosfére 18

2. POPIS POUŽITÉHO MODELU 21

2.1 Propagácia kozmického žiarenia v heliosfére a zemskej atmosfére 22
2.1.1 Slnečná modulácia 22
2.1.2 Geomagnetické pole 23
2.1.3 Atmosferická propagácia častíc kozmického žiarenia 24

2.2 Produkcia kozmogénnych nuklidov 27
2.2.1 Výpočet produkcií kozmogénnych nuklidov 27
2.2.2 Účinné prierezy pre produkciu kozmogénnych nuklidov v spalačných reakciách, použitý kód 27

3. VÝSLEDKY 31

3.1 Toky častíc v zemskej atmosfére 31

3.2 Produkcia kozmogénnych nuklidov 36

3.3 Efekty zmien geomagnetického poľa 43

3.4 Efekty zmien slnečnej modulácie 48

3.5 Chyby 52

ZÁVER 53

LITERATÚRA 55

ÚVOD

Interakcie častíc kozmického žiarenia so zemskou atmosférou produkujú kaskády sekundárnych častíc a kozmogénnych (kozmickými časticami produkovaných) nuklidov. Množstvo sekundárnych častíc má dostatok energie na uskutočnenie ďalších kolízií a produkciu ďalších generácií sekundárnych častíc. Niektoré z častíc produkovaných v tejto kaskáde môžu dosiahnuť povrch Zeme a indukovať nukleárne reakcie, v ktorých sú produkované ďalšie kozmogénne nuklidy. Tieto nukleárne efekty kozmického žiarenia sú pozorovateľné do veľkých hĺbok, až do ~10^6 g cm^{-2}, čo je zapríčinené rozpadom nabitých π-mezónov v zemskej atmosfére a z toho zvyšovaním toku prenikavých miónov. Koncentrácia kozmogénnych nuklidov vo vzorke na Zemi závisí od zloženia vzorky, nadmorskej výšky, geomagnetickej zemepisnej šírky a od spôsobu, ako sa menila geometria ožarovania vzorky s časom.

Zemská atmosféra je pre kozmické žiarenie akýmsi štítom, preto sú produkcie kozmogénnych nuklidov v skalách na zemskom povrchu oveľa nižšie ako zodpovedajúce produkcie v meteoritoch vo vesmírnom priestore, v mesačnom povrchu, alebo vo vrchných vrstvách atmosféry. Urýchľovačová hmotnostná spektrometria (AMS) pre rádionuklidy však aj napriek tomu umožnila v posledných rokoch merať veľmi malé koncentrácie dlhožijúcich kozmogénnych rádionuklidov, ako napr. ^{14}C (5730 r), ^{36}Cl ($3.1\cdot10^5$ r), ^{10}Be ($1.5\cdot10^6$ r)*. Zdokonalenia v konvenčnej hmotnostnej spektrometrii pre stabilné vzácne plyny dovoľujú merať koncentrácie niekoľkých zriedkavých stabilných izotopov, ako napr. ^{3}He a ^{21}Ne, ktoré vznikajú v určitých povrchových materiáloch. Schopnosť uskutočňovať presné vysoko citlivé merania spomenutých izotopov v povrchových vzorkách v súčasnosti umožnila vypracovanie kvantitatívnych geochronologických a geomorfologických štúdií v časovej škále ~10^3–10^7 rokov.

Štúdium produkcie kozmogénnych nuklidov v atmosfére sa stalo veľmi dôležitým zdrojom poznatkov v množstve výskumov, ktoré s jadrovými premenami v atmosfére priamo nesúvisia. Sledovanie zmien produkcie pod

* V zátvorkách sú pre jednotlivé rádionuklidy uvedené polčasy rozpadu v rokoch.

vplyvom zmien intenzity geomagnetického poľa umožňuje rekonštrukciu jeho vývoja. Rovnako je to s vplyvom zmien slnečnej aktivity. Z ďalších aplikácií je dôležité najmä štúdium transportu vzduchu v atmosfére, datovanie, štúdium erózie, klimatických zmien.

Problematike produkcie kozmogénnych izotopov v atmosfére bolo venovaných viacero štúdií. V tejto práci sme popísali analytický spôsob riešenia transportu častíc kozmického žiarenia v atmosfére, ktorý sme aplikovali na výpočty produkcií kozmogénnych rádionuklidov ^{10}Be, ^{7}Be, ^{3}H a ^{36}Cl v atmosfére v závislosti od veľkosti intenzity geomagnetického poľa a slnečnej aktivity. Cieľom našej práce bolo overiť použiteľnosť uvedeného modelu na štúdium produkcie kozmogénnych izotopov v atmosfére. Pretože je tento model značne jednoduchší v porovnaní s Monte Carlo modelmi očakávame, že požiadavky na výpočtovú techniku a čas budú menšie, čo by ho predurčilo na použitie experimentátormi, ktorí často potrebujú verifikovať len základné črty produkcie.

Samotná práca je členená na niekoľko častí. V kapitole *Súčasný stav problematiky* sú vysvetlené základné vlastnosti kozmického žiarenia, objasnený proces produkcie kozmogénnych nuklidov a je tam tiež uvedený prehľad spôsobov použitých na simuláciu produkcie inými autormi. V kapitole *Popis použitého modelu* je popísaný nami použitý prístup k procesom transportu častíc kozmického žiarenia v atmosfére a spôsob výpočtu produkcií kozmogénnych rádionuklidov. V kapitole *Výsledky* sú uvedené a okomentované nami vypočítané priebehy tokov častíc kozmického žiarenia v atmosfére, produkcie kozmogénnych izotopov a porovnané s výsledkami iných autorov. Uviedli sme aj spôsob umožňujúci spätnú rekonštrukciu intenzity magnetického poľa Zeme, resp. slnečnej aktivity.

1. SÚČASNÝ STAV PROBLEMATIKY

1.1 Kozmické žiarenie

Kozmické žiarenie v oblasti obežnej dráhy Zeme sa skladá hlavne z protónov a alfa častíc s malou prímesou ťažších atómových jadier a z elektrónov a fotónov. Keďže je táto práca sústredená na izotopické zmeny, pod pojmom kozmické žiarenie (ďalej KŽ) budeme v ďalšom rozumieť len tie častice primárnych lúčov, ktoré sú atómovými jadrami a majú dostatočnú energiu na spôsobenie nukleárnych zmien pred stratou energie vo vrchnej časti atmosféry zrážkami s atómami. Z uvedeného vyplýva, že budeme uvažovať len primárne jadrá s energiou rádovo desiatok MeV nukleón^{-1} a viac.

KŽ sa podľa pôvodu rozdeľuje na slnečné a galaktické, ktoré sa rozlišujú v distribúcii energie, intenzite a v charaktere variácií intenzity s časom.

Obe zložky KŽ sa skladajú hlavne z protónov, ~10% alfa častíc a ~1% ťažších jadier (atómové číslo Z =3 až ~90). Častice galaktického KŽ majú vysoké energie, ale nízke toky, zatiaľ čo častice slnečného KŽ majú nižšie energie, ale vyššie toky (Tabuľka 1). Častice slnečného KŽ a ťažké jadrá ($Z \geq 20$) v galaktickom KŽ sú väčšinou zastavené v niekoľkých vrchných g cm^{-2} atmosféry. Ľahšie častice v galaktickom KŽ sú omnoho prenikavejšie a spôsobujú jadrové reakcie.

Tabuľka 1 Energie a stredné toky dvoch zložiek častíc KŽ

Typ žiarenia	Energie [MeV nukleón^{-1}]	Stredný tok [častica cm^{-2} s^{-1}]
Slnečné KŽ		
Protóny a alfa častice	5–100	~100
Ťažšie jadrá	1–50	~1
Galaktické KŽ		
Protóny a alfa častice	100–3000	3
Ťažšie jadrá	~100	0.03

Geomagnetické pole spôsobuje veľké rozdiely v primárnych tokoch a energiách častíc KŽ pri rozdielnych zemepisných šírkach. Časové a priestorové distribúcie týchto častíc v slnečnej sústave sú silne ovplyvňované medziplanetárnymi magnetickými poliami, ktoré sú kontrolované Slnkom.

Merania charakteristík KŽ vo vzdialenosti ~1 AU od Slnka sa v súčasnosti uskutočňujú prevažne pomocou detektorov umiestnených na družiciach obiehajúcich okolo Zeme, pomocou balónov, ale tiež sledovaním spŕšok sekundárnych častíc dopadajúcich na povrch Zeme. Boli uskutočnené aj merania vo vzdialenosti ďaleko za 1 AU a to na družiciach Pioneer a Voyager, aj keď aj tieto výskumy prebiehali len v oblastiach blízko roviny ekliptiky.

1.1.1 Galaktické KŽ

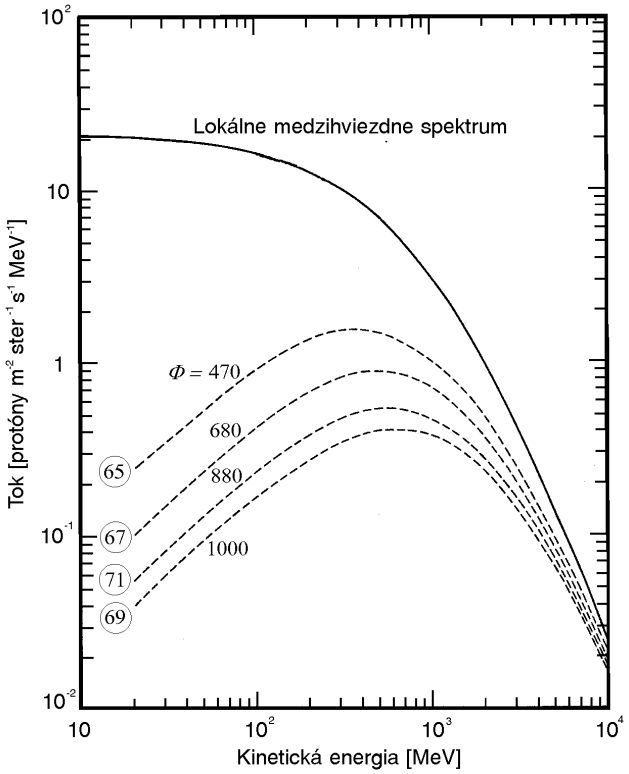
Zdrojmi galaktického KŽ (ďalej GKŽ) sú napr. supernovy, kvazary, neutrónové hviezdy, alebo medzihviezdna hmota. Pri vstupe do oblasti slnečnej sústavy je spektrum GKŽ modulované medziplanetárnym magnetickým poľom, ktoré je dominantným zdrojom jeho variability. V blízkosti Zeme sú toky častíc GKŽ s $E < 1$ GeV nukleón^{-1} modulované v závislosti od slnečnej aktivity počas 11-ročného solárneho cyklu. Pri energiách častíc $E >$ 5–10 GeV nukleón^{-1} je spektrum len málo ovplyvňované zmenami slnečnej aktivity a jeho tvar môže byť veľmi zhruba popísaný funkciou

$$\frac{dJ}{dE} = \text{const.}\ (1000 + E)^{-2.65}, \qquad (1)$$

kde kinetická energia E je v MeV [3]. Pri energiách ≥ 10 GeV dosahuje toto spektrum exponenciálnu závislosť $E^{-2,65}$. Boli pozorované častice GKŽ s ener-giami až do ~10^{20} eV.

Modulácia je spôsobená interakciami vchádzajúcich častíc GKŽ s medziplanetárnym magnetickým poľom, ktorého siločiary sú vynášané od Slnka vysoko vodivou plazmou slnečného vetra. Tieto interakcie vedú

k rozptylu, difúzii a energetickým stratám. Efektivita modulácie sa prejavuje vnútri heliosféry, ktorej hranica siaha do vzdialenosti ~50 AU. Na Obrázku 1 [1] vidíme toky protónov GKŽ v medzihviezdnom priestore a v okolí Zeme v rokoch uvedených pri každej z kriviek. Parameter Φ zaznačený pri každej z kriviek vyjadruje veľkosť slnečnej modulácie a je udávaný v jednotkách MeV nukleón^{-1}, pričom maximálnej slnečnej aktivite zodpovedá modulačný parameter Φ=1000 MeV nukleón^{-1} (krivka vyjadrujúca tok v roku 1969) a parameter Φ=0 zodpovedá stavu neprítomnosti slnečnej modulácie (krivka vyjadrujúca tok v medzihviezdnom priestore).



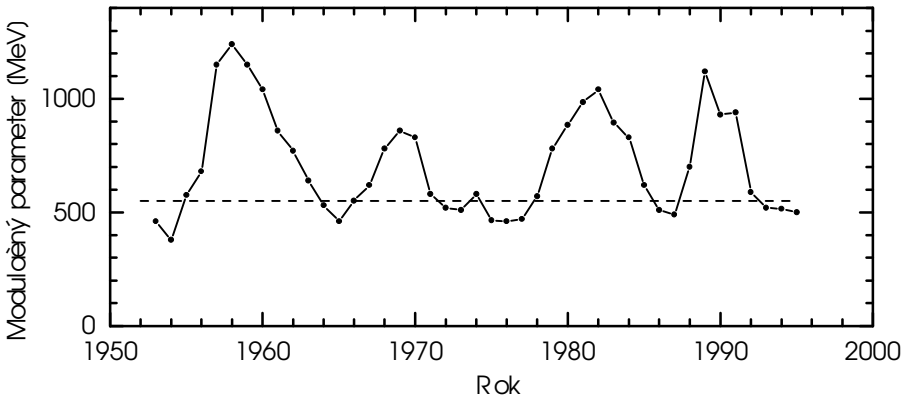
Obrázok 1 Toky protónov GKŽ v blízkosti Zeme a v lokálnom medzihviezdnom priestore. Krivky pre roky 1965, 1967, 1969 a 1971 sú fitované dáta namerané satelitmi. Modulačné koeficienty Φ v MeV nukleón^{-1} sú dané pre každú krivku [1].

Vplyv slnečnej modulácie na energetické spektrum protónov GKŽ je započítaný v poloempirickej formule Castagnoli a Lala [2]:

$$\frac{dJ}{dE} = \frac{AE(E+2E_0)(E+\Phi+m)^{-t}}{(E+\Phi)(E+2E_0+\Phi)}, \qquad (2)$$

kde $\frac{dJ}{dE}$ je diferenciálny tok protónov, E je kinetická energia protónov v MeV, E_0 je pokojová energia protónov MeV, Φ je modulačný parameter v MeV, $m = 780 \cdot \exp\{-0.00025 \cdot E\}$ [MeV], $t = 2.65$ a $A = 9.9 \cdot 10^4$ protónov cm^{-2} s^{-1} sr^{-1} MeV^{-1}. Dôležitou pre variácie tokov častíc GKŽ je najmä zmena slnečnej aktivity v rámci slnečných cyklov (11-ročného, 27-dňového). Na Obrázku 2 je znázornený časový vývoj modulačného parametra vplyvom 11-ročného slnečného cyklu v období 1953–1995. Priamkou je označená priemerná hodnota za posledných niekoľko miliónov rokov Φ = 550 MeV. Z Obrázku 2 je jasné, že aktivita Slnka sa v poslednom období voči tejto hodnote výrazne zosilnila.

Na Zemi môžeme pozorovať spektrá znázornené na Obrázku 1 len v stratosfére v polárnych oblastiach. V ostatných zemepisných šírkach spôsobuje geomagnetické pole odrezanie nízkoenergetických častí spektra, ktoré závisí od geomagnetických súraníc, uhla dopadu a od magnetickej rigidity. Magnetická rigidita je pomer hybnosti častice a jej náboja, $R = pc/Ze$. Pre každý uhol dopadu častice existuje kritická hodnota rigidity, nazývaná aj cutoff rigidita, pričom častice s menšou rigiditou ako je cutoff nemôžu preniknúť do vnútra geomagnetického poľa a interagovať s atmosférou.



Obrázok 2 Časový vývoj modulačného parametra.

1.1.2 Slnečné KŽ

Slnečné KŽ (ďalej SKŽ) - nazývané aj slnečný vietor - je emitované zo Slnka hlavne počas veľkých slnečných explózií a vo vzdialenosti 1 AU od Slnka je dôležitým zdrojom jadier s E <300 MeV. Zloženie SKŽ sa dramaticky mení s časom a energiou. Priemerné toky protónov SKŽ s E >10 MeV na jednu explóziu dosahovali v minulosti hodnoty od menej ako 10^5 až do 10^{11} protónov cm^{-2} [1], pričom priemerný tok z normálne aktívneho Slnka je ~100 protónov $cm^{-2}\,s^{-1}$ (Tabuľka 1). Niekoľko veľkých slnečných explózií produkuje väčšinu častíc SKŽ emitovaných počas 11-ročného slnečného cyklu a len málo častíc je pozorovaných počas nízkej slnečnej aktivity. Typické trvanie slnečných udalostí, pri ktorých je emitované veľké množstvo častíc, je len niekoľko dní a totálne toky SKŽ počas týchto udalostí sú rádovo vyššie ako totálny tok častíc GKŽ. Na Obrázku 3 sú pre porovnanie toky protónov GKŽ pre rôzne modulačné parametre a priemerný tok slnečných protónov.

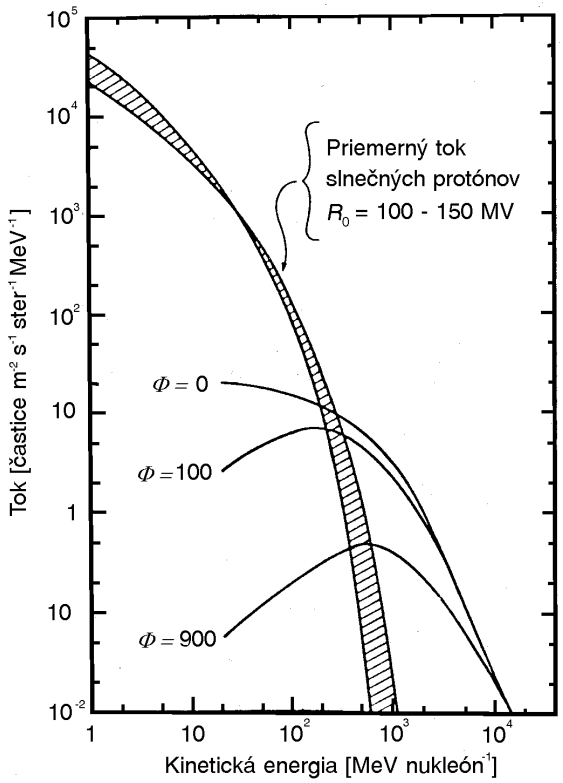
Distribúcia častíc SKŽ ako funkcie energie je taká, že tok rapídne klesá so stúpajúcou energiou. Relatívne málo častíc dosahuje energie ≥ 100 MeV $nukleón^{-1}$ [3]. Tok J častíc SKŽ sa pre relatívne úzke intervaly energií správa podľa funkcie

$$\frac{dJ}{dE} = \text{const.}\ E^{-\gamma}, \tag{3}$$

kde typická hodnota γ pre energie protónov medzi 20 a 80 MeV je medzi 2 a 4, s priemernou hodnotou 2.9 v čase maximálnej intenzity protónov [4]. Pre nižšie energie protónov je hodnota γ vo všeobecnosti nižšia ako hodnota pre E =20–80 MeV, zatiaľ čo energetické spektrum pre energie nad ~100 MeV je zvyčajne strmšie.

Pre širšie intervaly energií je tok lepšie popísaný exponenciálnou závislosťou od rigidity. Diferenciálny tok na jednotku rigidity je

$$\frac{dJ}{dR} = \text{const.}\ \exp\left\{-\frac{R}{R_0}\right\}. \tag{4}$$



Obrázok 3 Priemerné toky slnečných protónov určené z mesačných dát sú pri nižších energiách omnoho vyššie ako toky protónov GKŽ pre rôzne úrovne modulácie (Φ =0 označuje spektrum bez modulácie; Φ =900 je typické pre toky GKŽ počas maxima slnečnej aktivity) [1].

Rigidita je zvyčajne udávaná v megavoltoch MV. Vzťah medzi rigiditou v MV a energiou v MeV je

$$R^2 = \frac{E^2 + 2mE}{z^2}, \qquad (5)$$

kde z je náboj častice a m jej hmotnosť (pre protón z =1 a m =938.256 MeV). R_0 je spektrálny parameter a pre protóny z intervalu energií ~5 až 200 MeV má zvyčajne hodnoty z intervalu 20 až 150 MV. Exponenciálna funkcia rigidity pre R_0 ≈100 MV sa po porovnaní s mnohými experimentálnymi dátami ukázala ako veľmi dobre popisujúca skutočné spektrá slnečných protónov v priemere cez interval ~10^4 až 10^7 rokov [3].

1.2 Kozmogénne nuklidy

Energetické jadrové častice KŽ interagujú s hmotou hlavne formou ionizačných strát energie a jadrovým rozptylom alebo reakciami. Všetky nabité jadrá počas preletu hmotou neustále strácajú energiu ionizáciou atómov. Jadrová reakcia medzi primárnou časticou a terčovým jadrom zahŕňa vznik nových sekundárnych častíc a zostatkového jadra, ktoré je väčšinou odlišné od terčového. Jadrá s nízkou energiou a vysokým Z sú prudko spomaľované energetickými ionizačnými stratami. Častice s vysokou energiou a nízkym Z strácajú energiu pomalšie a zvyčajne indukujú pred zastavením jadrové reakcie. Počty sekundárnych častíc a zostatkových jadier, ktoré môžu byť produkované v jadrových reakciách závisia od energie primárnych častíc.

Keď je hmota vystavená KŽ, vzniká veľké množstvo kozmogénnych stabilných a rádioaktívnych nuklidov (ďalej KN). Častice indukujúce jadrové reakcie sú primárne - hlavne protóny a alfa častice - a sekundárne, ktoré vznikli v hmote po interakciách primárnych častíc - hlavne neutróny, protóny a pióny. Ich energie siahajú od niekoľkých eV až po ~10^{15} eV.

1.2.1 Produkcia kozmogénnych nuklidov v atmosfére

Ďaleko najvyšší počet jadrových transformácií indukovaných KŽ prebieha vo vnútri zemskej atmosféry, pretože väčšina energie KŽ je rozptýlená práve tu. Keďže atmosféra obsahuje hlavne ľahké jadrá, sú v nej produkované prakticky len ľahké fragmenty. Najčastejšie študované kozmogénne rádionuklidy (KRN) vznikajúce interakciami v atmosfére majú polčasy rozpadu od menej ako 1 deň až po milióny rokov. V Tabuľke 2 [8] je zaznačených štrnásť rádioaktívnych izotopov produkovaných v interakciách KŽ s atómami prvkov v atmosfére s polčasmi rozpadu väčšími ako jeden deň. Nachádza sa tam aj jediný stabilný izotop ^{3}He, ktorého výskyt na Zemi môže byť definitívne pripísaný interakciám KŽ. V Tabuľke 2 sú zaznačené aj terčové jadrá pre jednotlivé KN. Pretože koncentrácia argónu v atmosfére je

malá, približne jedno objemové percento, izotopy s atómovým číslom menším ako 16 sú produkované väčšinou interakciami na jadrách N a O. Koncentrácia Ne, Kr a Xe v atmosfére je o niekoľko rádov nižšia ako koncentrácia Ar, preto sú merania koncentrácií izotopov z nich produkovaných komplikované.

Tabuľka 2 Izotopy ($t_{1/2} > 1$ deň) produkované kozmickým žiarením v atmosfére [1].

Izotop	Polčas rozpadu	Hlavný spôsob radiácie	Hlavné terčové jadrá
^{3}He	Stabilný	—	N, O
^{10}Be	1.6 10^{6} r	β^- - 550 keV	N, O
^{26}Al	7.4 10^{5} r	β^+ - 1.17 MeV	Ar
^{36}Cl	3.1 10^{5} r	β^- - 714 keV	Ar
^{81}Kr	2.1 10^{5} r	K - žiarenie X	Kr
^{14}C	5730 r	β^- - 156 keV	N, O
^{32}Si	500 r	β^- - 100 keV	Ar
^{39}Ar	270 r	β^- - 565 keV	Ar
^{3}H	12.3 r	β^- - 18 keV	N, O
^{22}Na	2.6 r	β^+ - 540 keV γ - 1.3 MeV	Ar
^{35}S	87 d	β^- - 167 keV	Ar
^{7}Be	53 d	γ - 480 keV	N, O
^{37}Ar	35 d	K - žiarenie X	Ar
^{33}P	25 d	β^- - 250 keV	Ar
^{32}P	14.3 d	β^- - 1.7 MeV	Ar

Pri interakciách častíc KŽ s atmosférou prebiehajú dva typy jadrových reakcií dôležité pre vznik KRN. Sú to spalačné reakcie* a reakcie neutrónového záchytu. Pri spalačných reakciách je výsledné jadro buď emitované terčovým, alebo, a to oveľa častejšie, ostáva na mieste terčového ako zvyškové jadro.

Prahové energie pre formovanie jednotlivých nuklidov z Tabuľky 2 sú dosť odlišné. Najnižšia energia je potrebná v prípade ^{14}C a ^{81}Kr, t.j. izotopov, ktoré nie sú produktmi spalačných reakcií, ale produktmi

* Pod spalačnými reakciami budeme rozumieť všetky inelastické interakcie s energiou $E > 1$ MeV. Táto terminológia sa používa vo fyzike KŽ.

záchytu tepelných neutrónov v exotermických reakciách $^{14}N(n,p)^{14}C$ a $^{80}Kr(n,\gamma)^{81}Kr$. Všetky ostatné reakcie sú endotermické s prahmi až do ~200 MeV. Len zopár izotopov, napr. ^{22}Na, ^{26}Al a krátkožijúce ^{24}Na a ^{28}Mg má prahy blízko horného limitu; pre ostatné má hodnotu okolo 50 MeV.

1.2.2 Procesy ovplyvňujúce produkciu kozmogénnych nuklidov v atmosfére

V porovnaní s radiačnými efektmi na mimozemských vzorkách sú efekty na pozemských materiáloch slabé. Nie sú však úplne potlačené, pretože vonkajšie vrstvy Zeme sú v sústavnom pohybe; ich atómy sa podieľajú na rôznych geochemických a geofyzikálnych cykloch prebiehajúcich medzi atmosférou, biosférou, hydrosférou a litosférou a počas týchto procesov je ožiarená hmota silne riedená s neožiarenou. Toto riedenie znižuje pozorovateľnosť spomínaných efektov. Kvôli strácaniu sa množstva fragmentov z jadrových reakcií indukovaných KŽ v obyčajnom pozemskom materiále ostávajú pozorovateľné len dva typy koncových produktov:

- *rádioaktívne jadrá*, pretože ostávajú na nejaký čas rozoznateľné od obyčajnej hmoty a
- *atómy vzácnych plynov*, pretože tieto sa kvôli neschopnosti väzby na čiastočky prachu alebo vytvárania zlúčenín nezúčastňujú efektívne na zmiešavacích cykloch; väčšina ich celkového objemu na Zemi sa nachádza v atmosfére.

Celá geosféra, t.j. atmosféra a všetky časti Zeme, ktoré si priamo alebo nepriamo vymieňajú materiál s atmosférou, obsahujú KŽ produkované rádioaktívne izotopy. Radiačná aktivita bola pozorovaná v moriach a na dne oceánov, v biosfére a v povrchu pôdy, v polárnych ľadových pokrývkach, v povrchových skalách a v materiáloch zvetraných z povrchových skál.

Množstvo medziplanetárnej hmoty, vlietajúcej do zemskej atmosféry, resp. dopadajúcej na zem, bolo vystavené bombardovaniu KŽ pred vstupom do atmosféry, čím v nej dochádzalo k nukleárnym zmenám a to je ďalší faktor ovplyvňujúci zmeny koncentrácií KN na Zemi. GKŽ samo o sebe nie

je žiadnou výnimkou. Jeho pôvodné zloženie sa modifikovalo nukleárnymi kolíziami v oblastiach, kde bolo urýchľované a rovnako aj pri interakciách s medzihviezdnym plynom počas tranzitu. Prítomnosť pomerne vysokého percenta nízkopočetných elementov, takých ako lítium, berýlium a borón, a zriedkavých izotopov ako ^{3}He, v primárnom žiarení je prisudzovaná takémuto druhu transformácií. Zem zbiera aj atómy pochádzajúce zo Slnka. Tieto vstupujú do zemskej atmosféry ako nízkoenergetické častice. Pravdepodobne môže slnečný materiál vstupovať aj pri nárazoch oblakov slnečnej plazmy.

Významný prísun kozmogénnych produktov pochádza tiež od meteoritov, alebo menších objektov ako meteoroidy alebo medziplanetárny prach. Medziplanetárny prach prispieva ~100 tonami denne. Meteoroidy, ktoré sa po vstupe do atmosféry vyparia a meteority, ktoré dopadnú na zemský povrch prispievajú rádovo stovkami ton denne [8].

1.3 Modely výpočtov produkcie kozmogénnych izotopov v atmosfére

V klasickej epoche štúdia stôp zanechaných KŽ v hmote počínajúc rokom 1950 a končiac prvými štúdiami mesačných vzoriek boli uskutočnené dve veci. Boli vyvinuté metódy na detekciu širokého spektra žiarením indukovaných zmien a ďalej boli pomocou dát nameraných týmito metódami vyvinuté modely, ktoré demonštrovali, že tieto efekty prebiehali aj v ďalekej minulosti a že stredné intenzity GKŽ a SKŽ boli podľa stôp v materiáloch zhruba konštantné.

V súčasnosti sú vyvíjané nové modely, ktoré sa pokúšajú presnejšie simulovať procesy prebiehajúce pri interakciách KŽ s hmotou, predovšetkým s objektmi slnečnej sústavy. Presné modely umožňujú po použití experimentálnych dát rekonštrukciu histórie jednotlivých objektov Slnečnej sústavy ako aj Slnečnej sústavy ako celku. Ďalej umožňujú ozrejmenie vzťahov medzi jednotlivými jej objektmi, konkrétne napríklad vzťahov dvojice Slnko – Zem.

Simuláciou procesov prebiehajúcich v atmosfére je možné okrem už spomenutého využitia tiež objasniť vplyvy variácií slnečnej aktivity alebo intenzity geomagnetického poľa na zemskú klímu, alebo pochopiť cirkulácie vzduchu medzi jednotlivými vrstvami atmosféry. Oblasť využitia modelov, resp. simulácií je veľmi široká.

Boli vyvinuté rôzne modely založené na experimentálnej reprodukcii interakcií v laboratóriách alebo čisto teoretické modely vychádzajúce z rôznych fyzikálnych teórií. Väčšina modelov bola ich kombináciou, t.j. niektoré parametre využité v teoretických výpočtoch boli experimentálne určené (napr. účinné prierezy). V týchto modeloch sa môžeme stretnúť so stochastickým alebo nestochastickým prístupom.

Model použitý Lalom a Petersom [8] využíva experimentálne údaje o počte vysokoenergetických kolízií (hviezdic) vo vzduchu určenom meraniami v emulziách a plynových komorách umiestnených v rôznych zemepisných šírkach a v rôznych nadmorských výškach (využitie výškových balónov).

Kvôli odlišnosti terčových materiálov od zloženia atmosféry bolo potrebné uskutočniť určité korekcie dát. Ďalej boli v laboratóriách pomocou urýchľovačov určené výťažky jednotlivých nuklidov na jednu hviezdicu pre energie do ~30 GeV a extrapolované až po energie niekoľko TeV. Určené závislosti produkcie hviezdic od nadmorskej výšky a zemepisnej šírky boli zovšeobecnené a spolu s určenými hodnotami výťažkov jednotlivých nuklidov na jednu hviezdicu použité na výsledné určenie produkcií jednotlivých KN v atmosfére v závislosti od nadmorskej výšky a zemepisnej šírky. V tomto modeli je tiež braná do úvahy aj výmena materiálu medzi jednotlivými časťami geosféry.

Výpočty Lala a Petersa sú ešte aj v súčasnosti považované za kvalitný popis jadrových procesov v atmosfére a vykazujú veľmi dobrú zhodu s experimentálnymi údajmi produkcií jednotlivých kozmogénnych izotopov v atmosfére.

Model použitý O'Brienom [9], [10] využíva rovnako ako predchádzajúci model experimentálne určené výťažky jednotlivých kozmogénnych izotopov na jednu hviezdicu. Počet hviezdic je však určovaný analytickým riešením Boltzmannovej rovnice, ktorá popisuje atmosferickú propagáciu KŽ. Toto riešenie je založené na práci [15][*]. Kód použitý O'Brienom transportuje protóny, neutróny a pióny a počíta početnosť hviezdic normovanú na jednotku objemu. Pomocou tejto metódy boli určené hodnoty produkcie jednotlivých KN a ich závislosti od slnečnej modulácie a intenzity geomagnetického poľa, ktoré sú v pre ^{14}C, ^{10}Be a ^{7}Be v dobrej zhode so súčasnými hodnotami.

Model použitý Blinovom [11] využíva podobnosť Boltzmannovej rovnice pre stredné energie (100 MeV < E < 30 GeV) so Schrödingerovou rovnicou. Ako riešenie dostáva výťažok produktov kaskádnej interakcie. Vo výslednom výpočte využíva účinné prierezy určené teoretickou aproximáciou. Pomocou tejto metódy Blinov určil produkcie niektorých kozmogénnych izotopov v atmosfére a ich závislosti od slnečnej modulácie a veľkosti

[*] V našich výpočtoch sme použili rovnaký princíp riešenia atmosferickej propagácie KŽ. Princíp bude popísaný v kapitole 2.

intenzity geomagnetického poľa. Pre určené závislosti boli skonštruované jednoduché aproximačné formuly popisujúce tieto závislosti v určitých medziach platnosti empirickými funkciami. Výsledné hodnoty produkcií jednotlivých KN vypočítané týmto modelom sú závislé od presnosti zvolených aproximácií určujúcich excitačné funkcie spalačných jadrových reakcií.

Model použitý Masarikom a Reedym [5] je založený na riešení Boltzmannovej rovnice, t.j. transportu častíc, metódou Monte Carlo pomocou LCS (LAHET Code System). Univerzálne Monte Carlo kódy zahrnuté v LCS využívajú špeciálne parametre vyvinuté pre všetky nukleóny a tiež účinné prierezy vyvinuté pre jednotlivé jadrové reakcie, v ktorých sú produkované KN. Z kozmogénnych izotopov boli Masarikom a Reedym tieto kódy použité len na výpočet produkcie ^{14}C. Pre ostatné KN boli takto počítané len toky častíc pre jednotlivé hĺbky v atmosfére a tieto toky boli potom spolu s účinnými prierezmi použité pri priamom integrovaní produkcií jednotlivých KN. Tu použité účinné prierezy sú buď experimentálne zistené hodnoty, alebo sú to hodnoty, ktoré pri testovaní v predchádzajúcich výpočtoch prevažne pre extraterrestriálne vzorky (meteority, mesačné vzorky) preukázali ako vhodné. Produkcia ^{14}C vypočítaná týmto modelom veľmi dobre súhlasí s nameranými hodnotami. Dobrá zhoda s meraniami bola týmto modelom dosiahnutá aj pre produkcie izotopov berýlia.

2. POPIS POUŽITÉHO MODELU

V našich výpočtoch sme sa venovali určovaniu produkcií len niektorých kozmogénnych izotopov z Tabuľky 2, pričom sme uvažovali len ich produkcie galaktickou zložkou primárneho KŽ. Konkrétne sú to izotopy ^{10}Be, ^{7}Be, ^{3}H a ^{36}Cl. Produkcia izotopu ^{14}C nebola počítaná, pretože väčšina jeho celkového množstva na Zemi sa nachádza v oceánoch a preto by bolo pri tomto izotope kvôli správnosti výsledkov nutné uvažovať jeho výmenu medzi jednotlivými sférami geosféry. Všetky nami uvažované KN vznikajú v atmosfére v spalačných jadrových reakciách:

$$^{14}\mathrm{N}(\mathrm{N},{}^{5}\mathrm{X})^{10}\mathrm{Be}, \quad (6) \qquad ^{16}\mathrm{O}(\mathrm{N},{}^{7}\mathrm{X})^{10}\mathrm{Be}, \quad (7)$$

$$^{14}\mathrm{N}(\mathrm{N},{}^{8}\mathrm{X})^{7}\mathrm{Be}, \quad (8) \qquad ^{16}\mathrm{O}(\mathrm{N},{}^{10}\mathrm{X})^{7}\mathrm{Be}, \quad (9)$$

$$^{14}\mathrm{N}(\mathrm{N},{}^{12}\mathrm{X})^{3}\mathrm{H}, \quad (10) \qquad ^{16}\mathrm{O}(\mathrm{N},{}^{14}\mathrm{X})^{3}\mathrm{H}, \quad (11)$$

$$^{40}\mathrm{Ar}(\mathrm{N},{}^{5}\mathrm{X})^{36}\mathrm{Cl}, \quad (12) \qquad ^{36}\mathrm{Ar}(\mathrm{n},\mathrm{p})^{26}\mathrm{Cl}, \quad (13)$$

kde n a p je neutrón a protón, N je nukleón, ^{5}X, ^{7}X, ^{8}X, ^{10}X, ^{12}X a ^{14}X sú ľubovoľné možné kombinácie častíc s celkovou atómovou hmotnosťou rovnou 5, 7, 8, 10, 12, resp. 14.

Zemskú atmosféru sme modelovali ako sférický obal s vnútorným polomerom 6378 km[*] a hrúbkou 100 km. Jej elementálne zloženie bolo 75.5 % N, 23.2 % O a 1.3 % Ar[†]. Atmosferický obal sme kvôli započítaniu zmien atmosferickej hustoty a teploty a tiež kvôli určeniu hĺbkovej závislosti tokov častíc rozdelili na 35 sfér s hrúbkou 30 g cm^{-2}. Štruktúra hustoty a teploty atmosféry bola v zhode s U.S. Standard Atmosphere modelom z roku 1976 [12]. Totálna hrúbka atmosféry bola 1033 g cm^{-2}.

V nasledujúcich častiach práce rozoberieme spôsob modelovania jednotlivých procesov dôležitých z hľadiska produkcie kozmogénnych izotopov v atmosfére.

[*] Zem bola modelovaná ako guľa s týmto polomerom.
[†] Hodnoty sú udané v hmotnostných percentách.

2.1 Propagácia kozmického žiarenia v heliosfére a zemskej atmosfére

2.1.1 Slnečná modulácia

Tok primárneho KŽ v slnečnej sústave v oblasti obežnej dráhy Zeme a jeho zloženie sa mení počas 11–ročného cyklu slnečnej aktivity. Slnečná sústava je naplnená expandujúcou ionizovanou plazmou, slnečným vetrom, ktorý je vonkajšou časťou slnečnej koróny, prúdiacou od Slnka, vynášajúcou nehomogénne magnetické pole. KŽ sa na týchto nehomogenitách mnohonásobne rozptyľuje. KŽ mimo heliosféry difunduje do jej vnútra a počas tohoto difúzneho procesu podlieha spomaľovaniu a adiabatickému ochladzovaniu produkovanému slnečným vetrom. Výsledné spektrum GKŽ po prejdení medziplanetárnym médiom približne zodpovedá spektru produkovanému heliocentrickým elektrickým potenciálom, ktoré by malo na Zemskom orbite hodnotu rovnú energetickým stratám KŽ v interakciách so slnečným vetrom. Ako slnečná aktivita narastá a klesá počas 11–ročného slnečného cyklu, tak narastajú a klesajú aj energetické straty KŽ v prieniku medziplanetárnym médiom k zemskému orbitu.

Na vyjadrenie veľkosti slnečnej modulácie sme použili modulačný parameter Φ a Slnkom modulované spektrum KŽ v blízkosti Zemského orbitu sme popisovali vzťahom (2). Vo väčšine našich výpočtov sme použili len jednu hodnotu modulačného parametra, Φ = 550 MeV, ktorá je veľmi blízko priemernej hodnote za posledných niekoľko miliónov rokov. V niektorých výpočtoch sme hodnoty parametra Φ menili od 0 do 1000 MeV s krokom 100 MeV. Tieto hranice parametra slnečnej modulácie sme vybrali podľa skutočne pozorovaného intervalu jeho veľkosti. Hodnota Φ mala takmer nulovú hodnotu v čase Maunderovho minima slnečnej aktivity v rokoch 1645–1715 [24]. Slnečná aktivita približujúca sa hodnote Φ = 1000 MeV bola dosahovaná počas niektorých maxím a tiež počas niektorých silných slnečných erupciách.

2.1.2 Geomagnetické pole

Magnetické pole Zeme odchyľuje vstupujúce častice KŽ v závislosti od ich rigidity a uhla vletu, pričom pre každý uhol vletu je charakteristická určitá hodnota cutoff rigidity. Cutoff rigidity v nevertikálnych smeroch sme určovali zo svetovej siete vertikálnych cutoff rigidít [13] pomocou metódy [14] aplikujúcej na tento problém Eulerove potenciály, ktoré boli pôvodne vyvinuté na popis geomagnetického poľa v problémoch súvisiacich s pohybom nabitých častíc v tomto poli. Vertikálne cutoff rigidity v našom siahajú od 0 v blízkosti geomagnetických pólov po 14.5 GV na rovníku. Kvôli premiešavaniu atmosféry bolo na určenie globálnej produkcie potrebné integrovať produkcie jednotlivých KN v 9 intervaloch s rôznymi hodnotami cutoff rigidít rovnomerne rozdelenými v intervale 0–14.5 GV a na záver urobiť priemer výsledkov cez celú Zem.

V modeli nami použitého geomagnetického poľa bola zanedbaná odchýlka skutočného magnetického poľa Zeme od magnetického dipólu, ktorá je spôsobená najmä tvarom Zeme a vplyvom tlaku slnečného vetra. Táto odchýlka spôsobuje závislosť cutoff rigidít aj od zemepisnej dĺžky. V našom modeli sme použili vertikálne cutoff rigidity pre 180° zemepisnej dĺžky na východ od Greenwichského poludníka.

Väčšina našich výpočtov bola uskutočňovaná pre súčasnú hodnotu intenzity geomagnetického poľa. V niektorých výpočtoch sme jeho intenzitu násobili multiplikačným faktorom *M*, ktorého hodnotu sme menili od 0 po 2.0 s krokom 0.25. Tieto hranice intenzity magnetického poľa Zeme sme vybrali podľa skutočne pozorovaných zmien intenzity. V obdobiach predpokladaného prepólovania geomagnetického poľa (zámena pólov) sa mohla veľkosť intenzity geomagnetického poľa pohybovať okolo 0.25–násobku jeho súčasnej hodnoty. Tento proces mohol prebehnúť pred 33 000 rokmi (Raisbeckov pík), kedy podľa dát získaných z usadenín v polárnych ľadovcoch došlo k veľkému zvýšeniu produkcie niektorých KN [25]. Veľkosti intenzity rovnej 2.0–násobku intenzity magnetického poľa Zeme sa približuje hodnota intenzity meraná počas anomálií.

2.1.3 Atmosferická propagácia častíc kozmického žiarenia

Transport častíc KŽ v zemskej atmosfére popisuje Boltzmannova rovnica. Je to integrálno-diferenciálna rovnica, ktorá popisuje správanie sa zriedených zhlukov častíc. Bola odvodená v roku 1872 Ludwigom Boltzmannom na štúdium vlastností plynov. Rovnako sa vzťahuje aj na primárne a sekundárne častice KŽ: jadrá, leptóny, mezóny, baryóny a energetické fotóny.

Boltzmannova rovnica je rovnicou kontinuity vo fázovom priestore vytvorenom z troch priestorových súradníc euklidovského priestoru, kinetickej energie a smeru pohybu častíc:

$$B_i \Phi\left(\mathbf{x}, E, \vec{\omega}, t\right) = \sum_j Q_{ij} \ , \tag{14}$$

pričom

$$B_i = \vec{\omega} \cdot \nabla + \sigma_q + d_i - \frac{\partial}{\partial E} S_i \ ,$$

$$Q_{ij} = \int_{4\pi} d\vec{\omega}' \int_E^{E_{max}} dE_B \sigma_{ij}\left(E_B \to E, \vec{\omega}' \to \vec{\omega}\right) \Phi\left(\mathbf{x}, E_B, \vec{\omega}', t\right)$$

a

$$d_i = \frac{\sqrt{1-\beta_i}}{T_i c \beta_i} \ ,$$

kde

- B_i Boltzmannov operátor pre častice typu i;
- σ_i účinný prierez absorpcie pre častice typu i;
- d_i pravdepodobnosť rozpadu na jednotku preletenej vzdialenosti pre nestabilné častice (napr. mióny alebo pióny) typu i;
- S_i brzdná sila pre nabité častice typu i (pre nenabité častice 0);
- Φ tok častíc v mieste x, s energiou E, v smere $\vec{\omega}$ a v čase t;
- Q_{ij} „scattering-down“ integrál, produkcia častíc typu i so smerom $\vec{\omega}$ s energiou E v bode x, v kolíziách s jadrami alebo rozpadom častíc typu j so smerom $\vec{\omega}'$ pri vyššej energii E_B;

σ_{ij} dvojitý diferenciál zahrňujúci účinný prierez pre produkciu častíc typu i s energiou E a smerom $\vec{\omega}$ pri kolíziách alebo rozpadom častíc typu j s energiou E_B a smerom $\vec{\omega}'$;

β_i rýchlosť častice typu i vzhľadom na rýchlosť svetla ($=v_i/c$);

T_i stredná doba života častice typu i v pokojovej sústave;

c rýchlosť svetla.

Zložitosť riešenia transportnej rovnice je evidentná. Vo všeobecnosti existujú dva základné prístupy k riešeniu uvedeného problému: analytický a stochastický. V našom modeli sme aplikovali analytický prístup založený na Passowovej aproximácii [15]. Táto spočíva v nasledovných aproximáciách:

i) členy zodpovedajúce elastickému rozptylu, mnohonásobnému Coulombovskému rozptylu, rozpadu častíc a kontinuálnemu spomaľovaniu sa v transporte zanedbávajú;

ii) inelastický účinný prierez sa považuje za nezávislý od energie aj od typu častice;

iii) používa sa aproximácia priamo vpred, t.j. pre pravdepodobnosť reakcie, v ktorej vznikajú častice typu i s energiou E letiace v smere $\vec{\omega}$ pri kolíziách alebo rozpadom častíc typu j s energiou E' a letiacich v smere $\vec{\omega}'$, platí vzťah

$$P_{ij}(E, E', \vec{\omega}, \vec{\omega}') = P_{ij}(E, E') \cdot \delta(\omega - \omega'). \qquad (15)$$

Tieto predpoklady sú pomerne dobre splnené, ak sa v Boltzmannovej rovnici obmedzíme na energie prevyšujúce 100 MeV. Aplikácia Passowovej aproximácie vedie k značnému zjednodušeniu transportných rovníc, ktorých analytické riešenie je možné vyjadriť nasledovnými vzťahmi pre toky primárnych a sekundárnych častíc:

$$J_i^p(n, E) = J_{0i}^p(E) \cdot \exp\{-\Sigma_i \cdot n\}, \qquad (16)$$

$$J_i^s(n,E) = \alpha_i \cdot \exp\{-\Sigma_i \cdot n\} \cdot \Sigma_i \frac{E_0^{\,a}}{E^b} \cdot u(E_0 - \eta_i) \cdot$$
$$\cdot \frac{n}{B(E_k,E)^{\frac{1}{2}}} \cdot I_1\left(2\left[n \cdot B(E_0,E)\right]^{\frac{1}{2}}\right), \qquad (17)$$

pričom

$$B(E_0,E) = \Sigma_i \sum_j \alpha_j \int_E^{E_0} dE_B \cdot E_B^{\,a-b} u\left(E_B - \eta_j\right),$$

kde

J_0^{p}	vstupujúci tok primárnych častíc typu i;
Σ_i	makroskopický účinný prierez inelastickej interakcie vstupujúcej častice typu i;
n	hustota atómov terčového materiálu;
α_j, a, b	konštanty parametrizujúce veličinu $P_{ij}(E,E') = \alpha_j \cdot u\left(E - \eta_j\, E^{a-b}\right)$; (18)
$u(x) = \begin{cases} 1 & x \geq 0 \\ 0 & x < 0 \end{cases}$	zabezpečuje, že pri energiách menších, ako energetická hranica η_i (=500 MeV) nedochádza k produkcii sekundárnych častíc;
E_0	energia vstupujúcich častíc;
$B(E_k,E)$	vyjadruje závislosť typu a energie vystupujúcej častice od typov a energií častíc k-tej generácie;
$I_1(x)$	hyperbolická Besselova funkcia.

Riešenia (16) a (17) predpokladajú kolmý dopad vstupujúcich častíc na terč reprezentovaný nekonečne hrubou vrstvou. Výsledný tok častíc typu i dostaneme sumovaním týchto dvoch riešení.

Konštanty α_j, a, b sa určujú z porovnania inelasticít a multiplicít sekundárnych častíc počítaných na základe veličiny $P_{ij}(E, E')$ s experimentálne získanými hodnotami týchto veličín. Pre energetickú hranicu 80 MeV (mezóny), resp. 500 MeV (nukleóny) boli získané hodnoty α_j=0.784$k_{\Lambda j}$, a = 0.216, b = 1.216, kde $k_{\Lambda i}$ je asymptotická inelasticita ($E \to \infty$) pre produkciu častíc typu i na jadre typu A.

2.2 Produkcia kozmogénnych nuklidov

2.2.1 Výpočet produkcií kozmogénnych nuklidov

Produkciu určitého KN v sfére v hĺbke D v atmosfére sme počítali podľa vzťahu

$$P(D) = \sum_i N_i \sum_k \int_0^\infty \sigma_{ik}(E_k)\, J_k(E_k, D)\, dE_k , \qquad (19)$$

kde N_i je počet atómov terčového elementu i v jednom grame materiálu vzorky, $\sigma_{ik}(E_k)$ je účinný prierez pre produkciu daného KN z terčového elementu i časticou typu k s energiou E_k a $J_k(E_k, D)$ je totálny tok častíc typu k s energiou E_k v hĺbke D v atmosfére. Toky častíc $J_k(E_k, D)$ boli určené riešením Boltzmannovej rovnice spôsobom popísaným v predchádzajúcej časti práce.

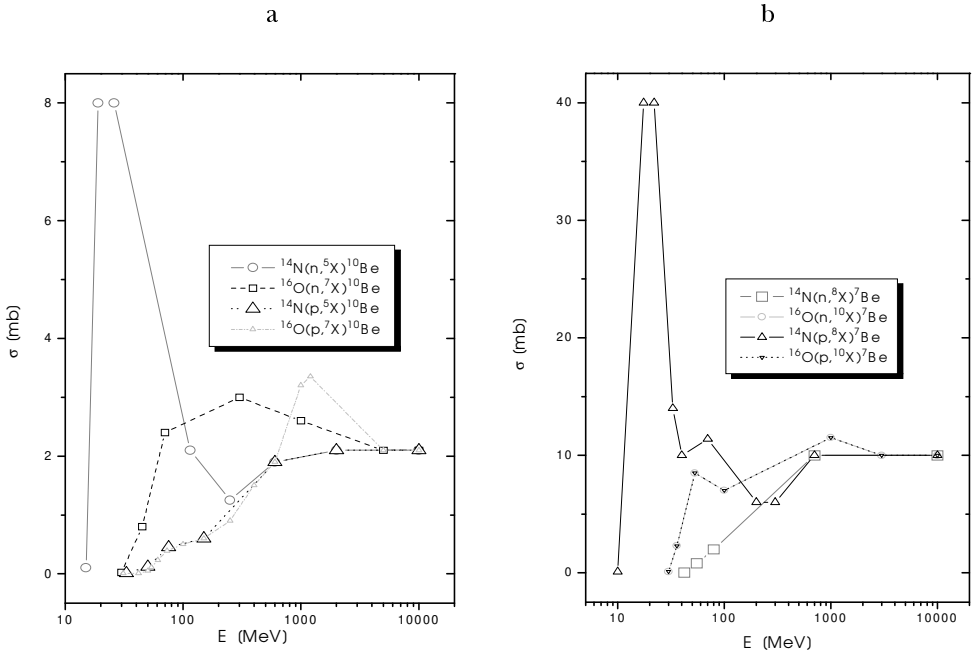
Pri počítaní produkcií sme uvažovali len reakcie indukované neutrónmi a protónmi. Alfa častice boli po vstupe do atmosféry brané ako štyri neviazané nukleóny (dva protóny a dva neutróny), pričom bol výsledný efekt aproximovaný superpozíciou. Výťažok KN v reakciách indukovaných piónmi sme zanedbali, pretože sa podľa meraní a výpočtov pre extraterrestriálne vzorky ukazuje, že pomer medzi výťažkom z piónových reakcií a nukleónových reakcií je pod hranicou presnosti našich výpočtov. Takisto sme zanedbali výťažky z reakcií indukovaných prenikavými miónmi, ktorých príspevok sa stáva dôležitým až vo veľkých hĺbkach (~10^6 g cm^{-2}). Problému účinných prierezov je venovaná nasledujúca časť kapitoly.

2.2.2 Účinné prierezy pre produkciu kozmogénnych nuklidov v spalačných reakciách, použitý kód

Nami použité účinné prierezy pre reakcie (6) až (13) produkujúce jednotlivé KN sú znázornené na Obrázkoch 4 a 5. Použili sme podobné

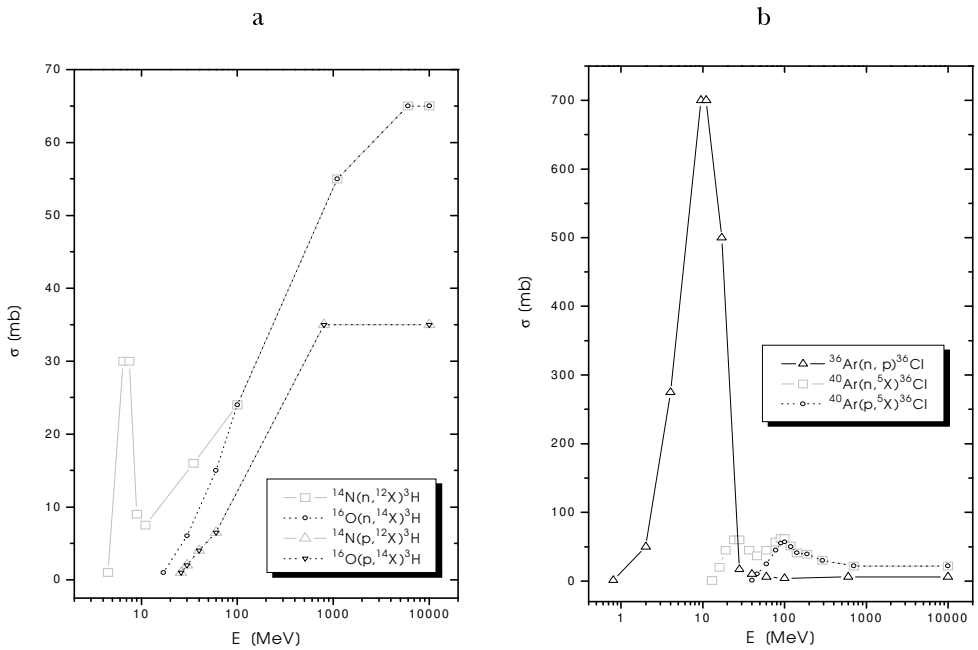
hodnoty účinných prierezov ako v [5]. Pre reakcie na kyslíku boli použité účinné prierezy testované na simuláciách pre mimozemské vzorky v [16] a [17]. Výber účinných prierezov pre reakcie na dusíku a argóne je bližšie objasnený ďalej. Pre produkciu ^{3}H boli použité účinné prierezy podľa [18] (Obrázok 5a).

Pre reakcie (6) a (8) s protónmi boli použité účinné prierezy založené na meraniach [19],[20],[21]. Účinné prierezy pre reakciu (6) s neutrónmi sú pre energie nad 600 MeV rovnaké ako reakcie s protónmi a pre nižšie energie sú využité namerané hodnoty [22], ktoré sú pre reakciu ^{14}N(n,pα)^{10}Be s prahovou energiou len 11.4 MeV veľmi veľké (Obrázok 4a). Účinné prierezy pre produkciu ^{7}Be z dusíka sú kvôli hlavnej reakcii ^{14}N(p,2α)^{7}Be s prahovou energiou 10.5 MeV veľmi veľké. Účinné prierezy pre reakciu (8) s neutrónmi boli použité pre energie nad 300 MeV tie isté ako pre reakciu s protónmi. Pod touto energiou účinný prierez prudko klesá k nule na energii 42 MeV (Obrázok 4b).



Obrázok 4 Účinné prierezy pre všetky reakcie, v ktorých sú produkované kozmogénne izotopy ^{10}Be, ^{7}Be (a, b).

Pre reakcie (12) a (13) s protónmi boli použité účinné prierezy z [23], ktoré pod ~40 MeV zodpovedajú reakcii ^{40}Ar(p,αn)^{36}Cl s prahovou energiou len 7.2 MeV. Pre reakciu ^{40}Ar(n,p4n)^{36}Cl boli pre energie nad 80 MeV použité tie isté účinné prierezy ako pre reakciu ^{40}Ar(p,2p3n)^{36}Cl a pre nižšie energie účinný prierez klesal k nule na energii 40 MeV. Účinné prierezy pre reakciu ^{36}Ar(n,p)^{36}Cl boli stanovené podľa účinných prierezov pre podobné reakcie (Obrázok 5b).



Obrázok 5 Účinné prierezy pre všetky reakcie, v ktorých sú produkované kozmogénne izotopy ^{3}H, ^{36}Cl (a, b).

Účinné prierezy pre dusík a argón neboli testované ako to bolo pre kyslík, takže je ťažké odhadnúť ich presnosť. Chyby účinných prierezov pre protónmi indukované reakcie sú pravdepodobne rovnako veľké ako nepresnosti ich meraní, zvyčajne v rozmedzí 10–20%. Nepresnosť pre reakciu (6) s neutrónmi je podľa [22] okolo 25%. Nepresnosti v účinných prierezoch v ostatných neutrónmi indukovaných reakciách sú neznáme, ale odhadujeme ich na 25–50%.

Pri výpočtoch sme na určenie účinných prierezov pre spojitý interval energie použili lineárnu interpoláciu.

Nami použitý kód vychádza z kódu použitého O'Brienom [10]. Na rozdiel od O'Briena v našom kóde nepočítame počet hviezdic normovaný na objem, ale toky častíc v závislosti od hĺbky v atmosfére, pričom pre každú hĺbku sú počítané toky častíc v päťdesiatich (pre neutróny v deväťdesiatich) energetických intervaloch pre osem rôznych uhlov smeru pohybu častíc vzhľadom na vertikálny smer. Konkrétne je v kóde zahrnutý transport miónov, piónov, protónov, neutrónov (vrátane tepelných), elektrónov, pozitrónov a fotónov. V tomto kóde je zabudovaný kód použitý Blandom a Cionim na výpočet cutoff rigidít v nevertikálnych smeroch [14].

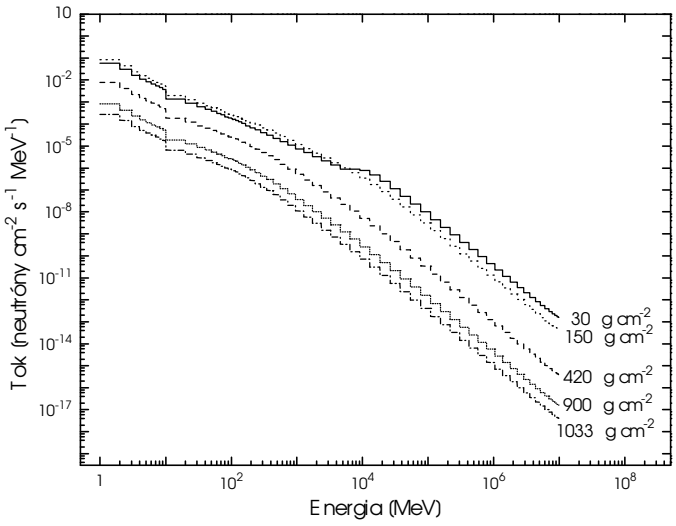
Vstupné dáta kódu sú vertikálne cutoff rigidity, zemepisná šírka, teplota vzduchu, tlak na hladine mora a modulačný parameter.

3. VÝSLEDKY

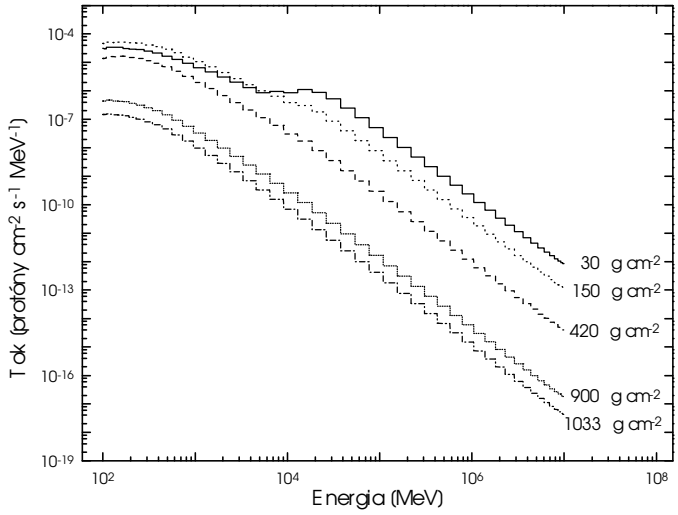
3.1 Toky častíc v zemskej atmosfére

Keďže sme kvôli dôvodom uvedeným v časti 2.2.1 tejto práce uvažovali len produkciu kozmogénnych izotopov v reakciách indukovaných protónmi a neutrónmi, uvedieme len vypočítané diferenciálne spektrá a integrálne toky pre tieto dva typy častíc. Všetky vypočítané spektrá spomínané v tejto časti práce sú určené pre modulačný parameter Φ = 550 MeV a súčasnú veľkosť intenzity geomagnetického poľa (M =1.0).

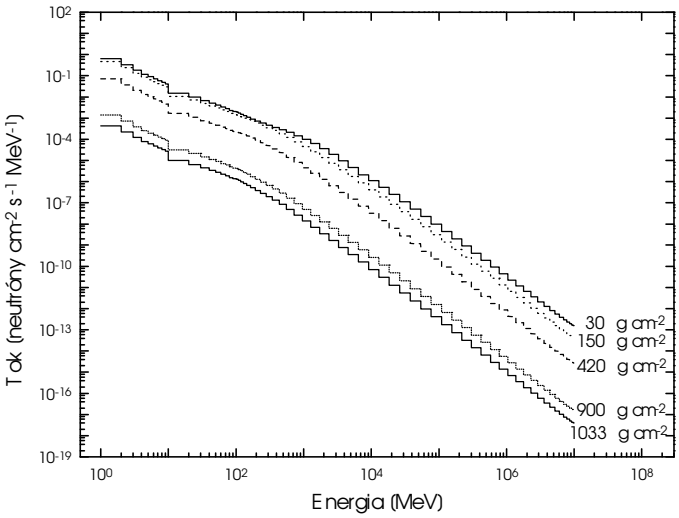
Porovnanie diferenciálnych spektier neutrónov a protónov na rovníku (Obrázky 6 a 7) a na póloch (Obrázky 8 a 9) jednoznačne poukazuje na zosilňovanie odrezávania nízkoenergetickej časti spektier geomagnetickým poľom smerom k rovníku, pričom v oblasti rovníka je tento efekt najsilnejší. Zo spektier pre hĺbku 30 g cm^{-2} vyplýva, že pre neutróny aj pre protóny je odrezávané spektrum do energie ~ 10 GeV. Na rovníku v hĺbke 30 g cm^{-2} je časť protónového spektra pod touto hodnotou energie tvorená výhradne sekundárnymi protónmi. Nad touto energiou sa v spektre objavuje hrb



Obrázok 6 Diferenciálne spektrá neutrónov v atmosfére na rovníku v hĺbkach 30, 150, 420, 900 a 1033 g cm^{-2}.

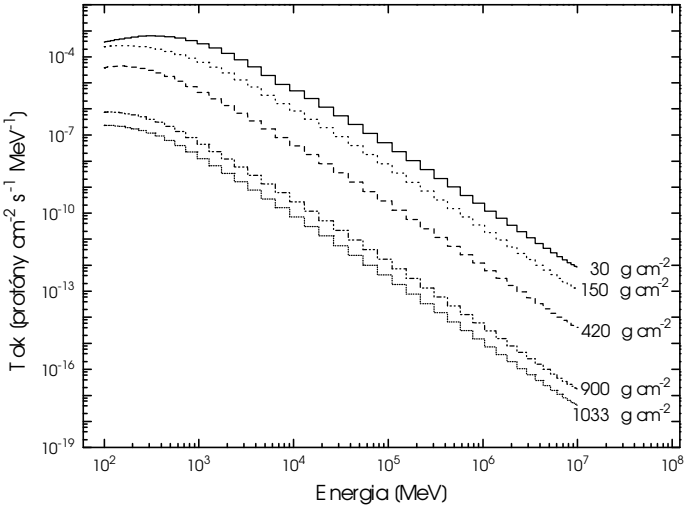


Obrázok 7 Diferenciálne spektrá protónov v atmosfére na rovníku v hĺbkach 30, 150, 420, 900 a 1033 g cm^{-2}.



Obrázok 8 Diferenciálne spektrá neutrónov v atmosfére na póloch v hĺbkach 30, 150, 420, 900 a 1033 g cm^{-2}.

reprezentujúci prienik primárnych vysokoenergetických protónov do atmosféry a ich príspevok k toku častíc. V spektre neutrónov hrb predstavuje zvýšenie produkcie vysokoenergetických neutrónov v dôsledku interakcií primárnych vysokoenergetických protónov. V spektrách na póloch sa tento hrb neobjavuje, nedochádza tam k odrezávaniu nízkoenergetickej časti. Pre



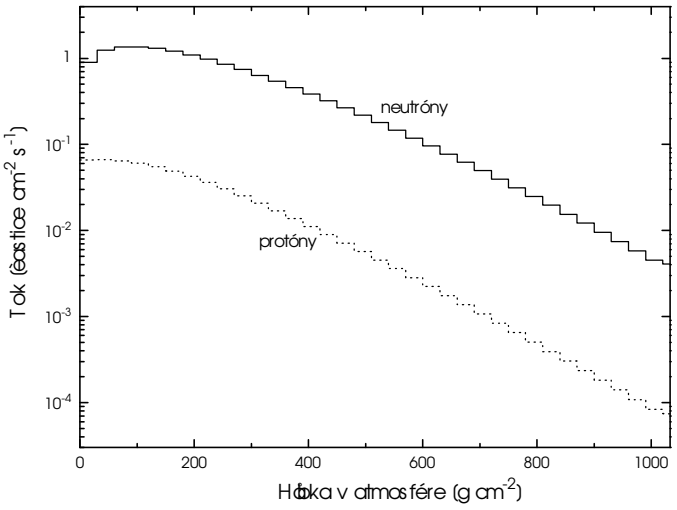
Obrázok 9 Diferenciálne spektrá protónov v atmosfére na póloch v hĺbkach 30, 150, 420, 900 a 1033 g cm^{-2}.

hĺbky presahujúce ~150 g cm^{-2} sa tvar energetického spektra neutrónov ani protónov s hĺbkou prakticky nemení, nech už hovoríme o akejkoľvek zemepisnej šírke.

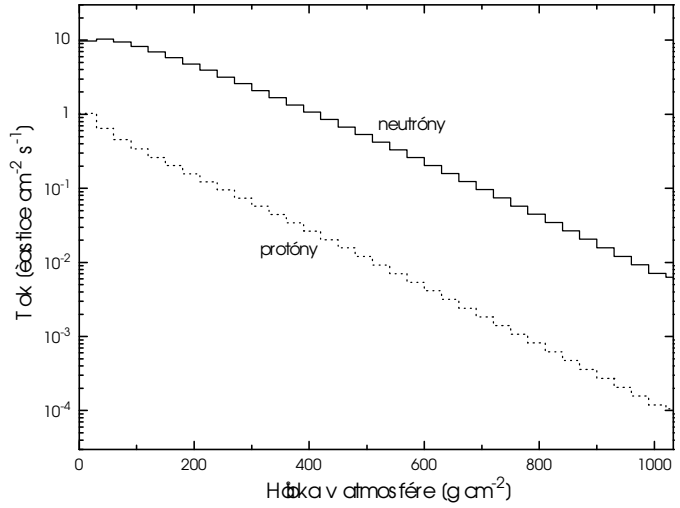
Principiálnym charakteristickým rysom hĺbkovej závislosti totálneho toku neutrónov* (Obrázky 10 a 11) je maximum v nadmorskej výške zodpovedajúcej hĺbke 50–100 g cm^{-2}. Toto maximum sa vyskytuje vo všetkých zemepisných šírkach a je spôsobené výrazným poklesom hustoty neutrónov vo veľkých nadmorských výškach kvôli ich úniku z atmosféry a rozvojom kaskády sekundárnych častíc vo väčších hĺbkach.

Dôležitým parametrom totálnych tokov je efektívna dĺžka tlmenia. Je to hrúbka v g cm^{-2}, po prejdení ktorej sa totálny tok zmenší na $\frac{1}{e}$ pôvodnej hodnoty. Tento parameter je možné určiť len pre tie časti závislosti totálnych tokov od hĺbky, v ktorých sa táto správa exponenciálne. V nami určených totálnych tokoch neutrónov a protónov na rovníku a na póloch (Obrázky 10 a 11) pozorujeme oblasti s primárne exponenciálnou závislosťou. Na rovníku je to oblasť v atmosferických hĺbkach presahujúcich

* Pod pojmom totálny tok, resp. v ďalšej časti práce pojem totálna produkcia, rozumieme integrálny tok, resp. integrálnu produkciu.



Obrázok 10 Integrálne toky neutrónov a protónov v atmosfére na rovníku



Obrázok 11 Integrálne toky neutrónov a protónov v atmosfére na póloch.

~400 g cm^{-2}, kde má efektívna dĺžka tlmenia hodnotu ≈148 g cm^{-2} pre neutróny a ≈130 g cm^{-2} pre protóny. Na póloch ukazuje totálny tok primárne exponenciálnu závislosť v hĺbkach presahujúcich ~200 g cm^{-2}. Efektívna dĺžka pre neutróny má hodnotu ≈135 g cm^{-2} a pre protóny ≈115 g cm^{-2}.

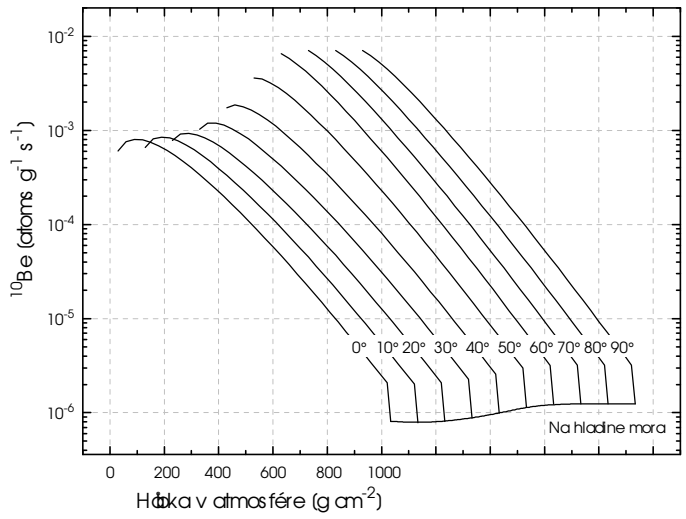
Integrálne toky neutrónov sú vo vrchných vrstvách atmosféry o jeden rád vyššie ako integrálne toky protónov a smerom k povrchu sa zvyšujú až na dva rády. Je to spôsobené zahrnutím nízkoenergetických neutrónov a tiež vyššou neutrónovou multiplicitou. Príspevok neutrónov k produkcii kozmogénnych izotopov sa v blízkosti povrchu Zeme stáva dominantným.

Totálny tok častíc primárneho KŽ je na póloch ≈ 4.5 cm^{-2} s^{-1} a na rovníku kvôli spomínanému odrezaniu nízkoenergetických častíc geomagnetickým poľom ≈ 0.4 cm^{-2} s^{-1}, z čoho pre ich pomer dostávame hodnotu 11.3. Hodnota tohoto pomeru pre nami napočítané totálne toky protónov 12.7 aj neutrónov 10.8 na vrchu atmosféry je vo veľmi dobrej zhode s touto hodnotou. Určené toky teda kopírujú toky primárnych častíc KŽ v daných oblastiach.

3.2 Produkcia kozmogénnych nuklidov

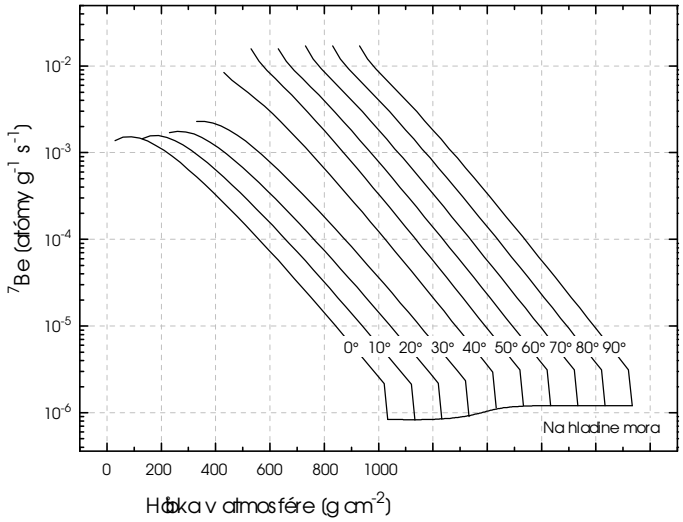
Všetky produkcie sme určovali sumarizáciou príspevkov produkcií jednotlivých kozmogénnych izotopov od všetkých im zodpovedajúcich spalačných reakcií z reakcií (6) až (13).

Určenie hĺbkových profilov totálnych tokov neutrónov a protónov nám umožnilo vypočítať hĺbkové profily produkcií jednotlivých kozmogénnych izotopov pre zemepisné šírky. Na Obrázkoch 12 až 15 sú znázornené tieto závislosti pre ^{10}Be, ^{7}Be, ^{3}H a ^{36}Cl. Je zrejmé, že pre každý z týchto nuklidov kopíruje hĺbkový profil produkcie na rovníku, resp. na póloch, integrálne toky nukleónov v daných oblastiach, zobrazené na Obrázku 10, resp. 11. Znamená to, že hodnota produkcie pre danú zemepisnú šírku klesá s narastajúcou hĺbkou v atmosfére a v tomto klesaní pozorujeme, podobne ako pri integrálnych tokoch častíc, oblasti s primárne exponenciálnou závislosťou. Tieto distribúcie produkcie predstavujú vlastne mapy produkcie nuklidov,

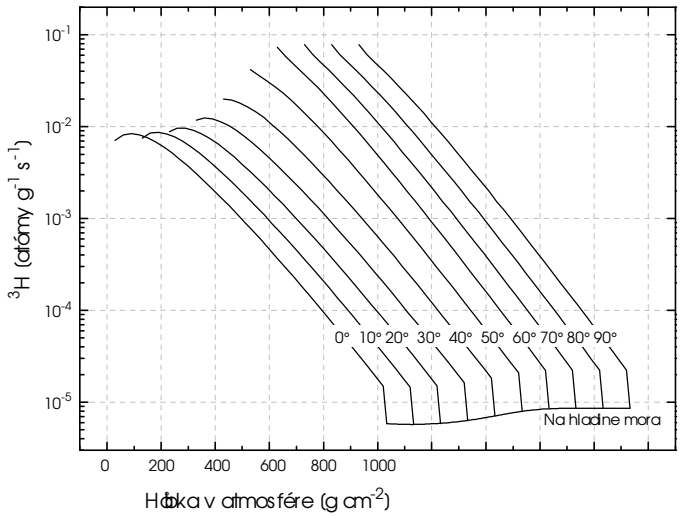


Obrázok 12 Produkcia ^{10}Be na gram vzduchu ako funkcia hĺbky v atmosfére*.

* Kvôli odstráneniu prekrytia sú krivky zodpovedajúce jednotlivým zemepisným šírkam vzájomne posunuté pozdĺž hĺbkovej osi o 100 g cm^{-2}.



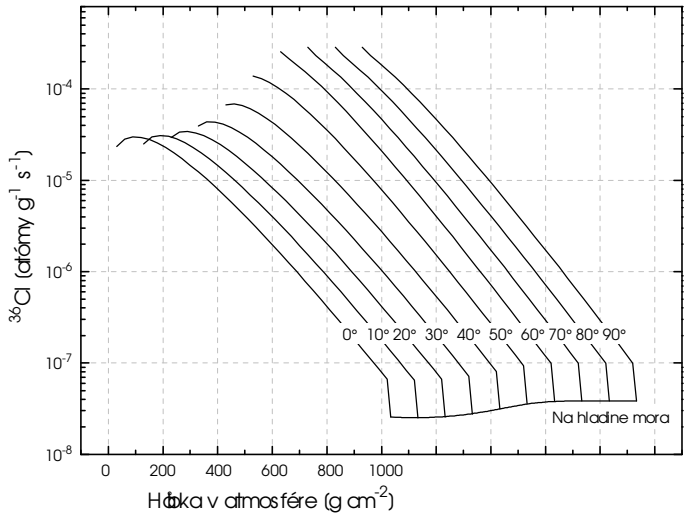
Obrázok 13 Produkcia ^{7}Be na gram vzduchu ako funkcia hĺbky v atmosfére*.



Obrázok 14 Produkcia ^{3}H na gram vzduchu ako funkcia hĺbky v atmosfére*.

pomocou ktorých je možné určiť produkciu na gram vzduchu za sekundu pre ľubovoľné miesto v zemskej atmosfére s danou zemepisnou šírkou a danou hĺbkou v atmosfére. Prevod do jednotiek atómy cm^{-2} s^{-1} sa

* Kvôli odstráneniu prekrytia sú krivky zodpovedajúce jednotlivým z emepisným šírkam vzájomne posunuté pozdĺž hĺbkovej osi o 100 g cm^{-2}.



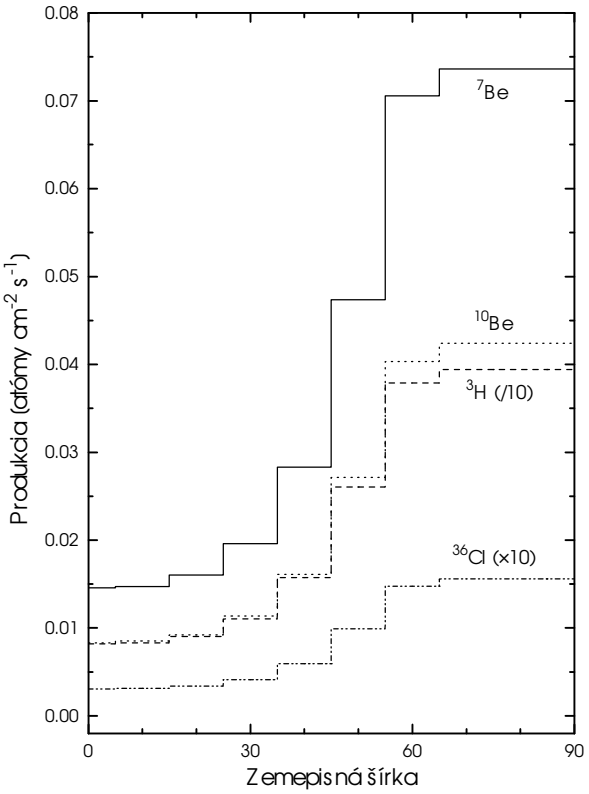
Obrázok 15 Produkcia ^{36}Cl na gram vzduchu ako funkcia hĺbky v atmosfére*.

uskutoční vynásobením danej hodnoty produkcie v jednotkách atómy g^{-1} s^{-1} hrúbkou jednej vrstvy, t.j. 30 g cm^{-2}. Táto hodnota predstavuje pri určovaní produk-cie v našich výpočtoch najmenší možný krok v zmene hĺbky. Dôvodom k tomu je, že predstavuje v našom modeli atmosféry hrúbku jednej vrstvy, v ktorej sme počítali toky. Prechod k spojitému intervalu hĺbky by mohol byť realizovaný nelineárnym fitom. Rovnako sme hodnotu zemepisnej šírky menili v intervale 0°–90° s krokom 10°.

Pre nuklidy ^{10}Be, ^{3}H a ^{36}Cl má vývoj hĺbkových profilov so zvyšovaním zemepisnej šírky rovnaký tvar. Pre izotop ^{7}Be však môžeme na Obrázku 13 vidieť medzi 30° a 50° omnoho strmší prechod v časti profilov zodpovedajú-cej vrchným vrstvám atmosféry ako pri ostatných nuklidoch. Je to spôsobe-né nízkou prahovou energiou pre reakciu ^{14}N(p,^{8}X)^{7}Be (Obrázok 4), preto-že táto má podstatný význam pre produkciu ^{7}Be v atmosfére. So znižovaním cutoff rigidít smerom k pólom sa preto zvyšovanie počtu primárnych protónov schopných indukovať túto reakciu prejavuje na produkcii tohoto izotopu vo vrchných vrstvách atmosféry oveľa viac.

* Kvôli odstráneniu prekrytia sú krivky zodpovedajúce jednotlivým zemepisným šírkam vzájomne posunuté pozdĺž hĺbkovej osi o 100 g cm^{-2}.

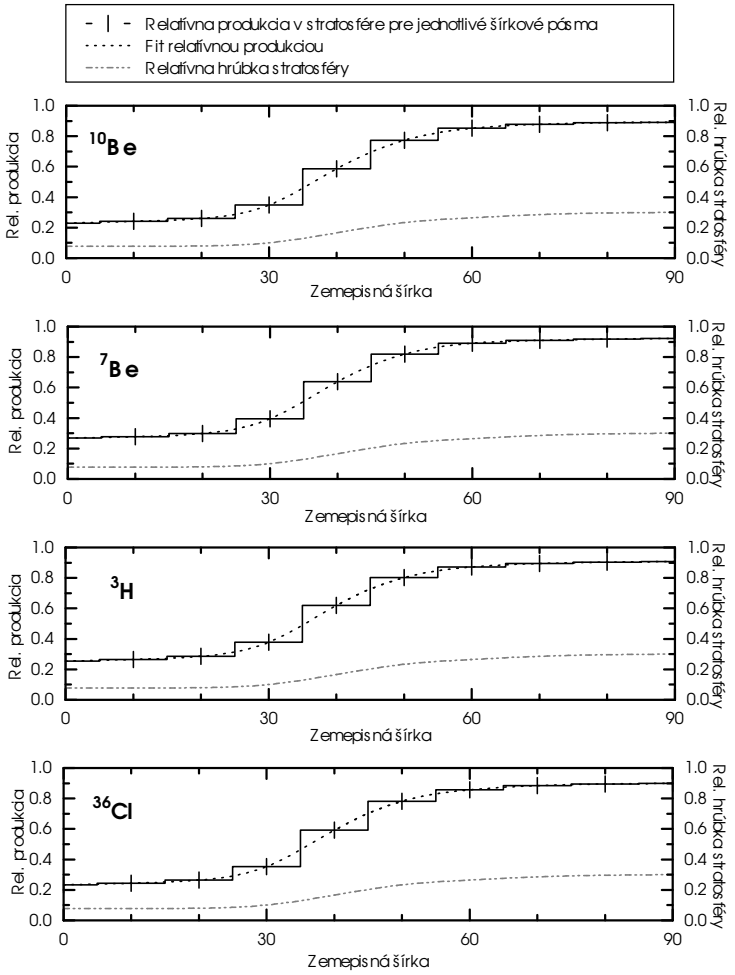
Integrovaním hĺbkových profilov produkcií cez celú hrúbku atmosféry sme určili totálne produkcie jednotlivých kozmogénnych izotopov. Vypočítané závislosti totálnej produkcie od zemepisnej šírky pre ^{10}Be, ^{7}Be, ^{3}H a ^{36}Cl sú znázornené na Obrázku 16. Pre všetky KN majú tieto závislosti podobný tvar. V skutočnosti nie je možné namerať totálne produkcie z Obrázku 16, pretože kvôli premiešavaniu vzduchu v atmosfére sa tieto vo všetkých zemepisných šírkach priblížia priemernej globálnej hodnote. Pri cirkuláciách vzduchu sa však prejavujú aj lokálne efekty, ktoré môžeme pomocou uvedených závislostí rozoznať a v prípade potreby odseparovať, konkrétne napr. pri tvorbe mrakov. Na tieto účely sa využíva hlavne izotop ^{7}Be, pre jeho malý polčas rozpadu (53 d), ktorý tiež umožňuje sledovanie krátkodobých efektov ovplyvňujúcich produkciu KN.



Obrázok 16 Integrálne produkcie ^{10}Be, ^{7}Be, ^{3}H (vydelená desiatimi), ^{36}Cl (vynásobená desiatimi), pre jednotlivé pásma zemepisnej šírky.

Závislosti na Obrázku 16 reprezentujú len produkciu od galaktickej zložky KŽ. Preto je ich poznanie vhodné tiež na určenie veľkosti produkcie jednotlivých izotopov v zemepisných šírkach nad 60°.

Relatívne produkcie kozmogénnych nuklidov v stratosfére ukazujú (Obrázok 17), že pre zemepisné šírky presahujúce ~40° sa väčšina totálnej produkcie uskutočňuje v stratosfére. Súvisí to čiastočne s rozdielnou hrúbkou tropopauzy pre rôzne zemepisné šírky, ale predovšetkým s hĺbkovou



Obrázok 17 Relatívne produkcie kozmogénnych izotopov ^{10}Be, ^{7}Be, ^{3}H a ^{36}Cl v stratosfére vzhľadom k totálnej produkcii a relatívna hrúbka stratosféry vzhľadom k celkovej hrúbke atmosféry, obe v závislosti od zemepisnej šírky.

distribúciou produkcie nuklidov v závislosti od zemepisnej šírky (Obrázky 12 až 15). Priebeh relatívnej produkcie v stratosfére je pre jednotlivé KN veľmi podobný. Význam určenia týchto závislostí je predovšetkým v štúdiu cirkulácií a výmeny vzduchu medzi stratosférou a troposférou, resp. v štúdiu procesov s týmito dvoma javmi súvisiacich. Z vypočítaných relatívnych produkcií v stratosfére je možné určiť rezidenčné časy jednotlivých kozmogénnych izotopov. Využívajú sa tiež pri štúdiu súvisu časových variácií v produkcii so zmenami klimatických podmienok. Meranie produkcie KN v stratosfére bolo aplikované pri skúškach jadrových zbraní, na určenie času, ktorý je potrebný na vyčistenie atmosféry. Aj pri nedokonalom premiešavaní atmosféry sa ukázalo, že tento čas nepresahuje jeden rok.

Integráciou produkcie cez celú hrúbku atmosféry a celý interval zemepisných šírok sme dostali priemernú globálnu produkciu jednotlivých kozmogénnych izotopov v zemskej atmosfére. Kvôli premiešavaniu vzduchu v atmosfére sa predpokladá, že hodnoty produkcií merané v ľadovcoch, oceánoch, resp. v zrážkach, sú práve hodnotami strednej globálnej produkcie. V Tabuľke 3 sú zaznačené naše výsledné stredné globálne produkcie spolu s hodnotami napočítanými Masarikom a Reedym [5] pre produkciu

Tabuľka 3 Priemerné globálne produkcie kozmogénnych izotopov.

Kozmogénny nuklid	Stredná globálna produkcia [atómy cm^{-2} s^{-1}]			
	Náš model	Masarik & Reedy [5]	O'Brien [9],[10]	
^{10}Be	0.0181	0.0201	0.0251	0.0285
^{7}Be	0.0315	0.0129	0.0556	0.631
^{3}H	0.173	0.26	0.255	0.285
^{36}Cl	$6.63 \cdot 10^{-4}$	$1.18 \cdot 10^{-3}$	$8.66 \cdot 10^{-4}$	$9.83 \cdot 10^{-4}$

galaktickou zložkou KŽ a produkciami určenými O'Brienom v [9] a [10]. Naša vypočítaná produkcia ^{10}Be je blízko hodnote určenej Masarikom a Reedym, je však nižšia ako hodnoty vypočítané O'Brienom a tiež ako hodnota určená z meraní v oceánoch, 0.026 atómov cm^{-2} s^{-1} [21], resp. z meraní v zrážkach, 0.038 ± 0.008 atómov cm^{-2} s^{-1} [26]. Naše vypočítané

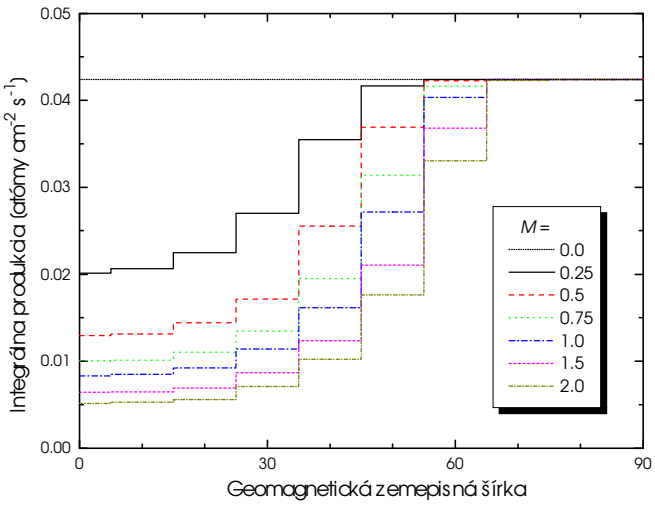
produkcie ^{3}H sú nižšie ako ďalšie hodnoty uvedené v Tabuľke 3. Veľmi dobre však súhlasia s dátami vypočítanými skupinou vedenou Nirom [18], ktorí určili produkciu 0.19 atómov cm^{-2} s^{-1}. Naša produkcia ^{7}Be je nižšia ako uvedené produkcie iných autorov, okrem produkcie určenej Masarikom a Reedym [5]. Hodnoty produkcie ^{36}Cl sa veľmi dobre zhodujú s ďalšími hodnotami uvedenými v Tabuľke 3. Vo všeobecnosti sú stredné globálne produkcie jednotlivých kozmogénnych izotopov, ktoré sme počítali, nižšie ako merané, resp. vypočítané hodnoty udané v prácach iných autorov. Je to pravdepodobne spôsobené nami použitou aproximáciou pri riešení transportných rovníc KŽ v atmosfére.

Boli tiež uskutočnené merania pomerov produkcií týchto KN v niekoľkých vzorkách, aj keď nie je jasné, či takéto pomery reprezentujú produkčné rýchlosti v atmosfére (napr. tieto pomery v zrážkach sa menia). Nami určené produkčné pomery $^{7}Be/^{36}Cl$ a $^{10}Be/^{36}Cl$ sú 48 a 27 a sú omnoho vyššie ako pomery získané v [5], 11 a 17, resp. merané pomery v zrážkach [27], kde mali obidva hodnotu 10. Stredná meraná hodnota pomeru $^{10}Be/^{36}Cl$ v usadeninách v ľadovcoch z Camp Century v Grónsku [28] je 8. Produkčný pomer $^{10}Be/^{7}Be$ je veľmi dôležitý pri štúdiu atmosferických procesov [29]. Naša hodnota tohoto pomeru, 0.6, je nižšia ako hodnota určená v [5], 1.6, resp. ako hodnoty vo vzorkách zozbieraných v časoch nízkych tokov slnečných protónov uvedené v [29]. Je však veľmi blízko hodnote odhadovanej v [30], 0.5.

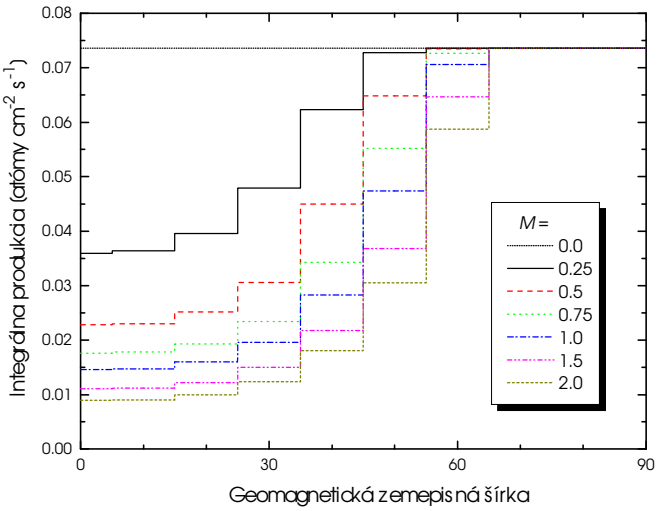
3.3 Efekty zmien geomagnetického poľa

Dipólový charakter geomagnetického poľa nám už pri počítaní tokov častíc ukázal veľkosť vplyvu zmeny intenzity poľa pre dané miesto na Zemi na procesy prebiehajúce pri interakciách KŽ v atmosfére. Nami napočítané totálne produkcie kozmogénnych izotopov ^{10}Be, ^{7}Be, ^{3}H a ^{36}Cl v závislosti od geomagnetickej zemepisnej šírky pre rôzne hodnoty multiplikačnej konštanty M sú znázornené na Obrázkoch 18 až 21. Priebehy pre M =0.25 – 2.0 sme realizovali zmenou vstupných vertikálnych cutoff rigidít, priebehy pre M =0.0 sme realizovali rozšírením hodnôt napočítaných pre póly na všetky zemepisné šírky (z dipólového tvaru geomagnetického poľa vyplývajú pre zemepisné šírky >60° nulové hodnoty cutoff rigidít). V uvedených závislostiach pozorujeme podstatný vplyv zmeny intenzity poľa na produkciu v oblastiach nízkych zemepisných šírok a v podstate žiadny vplyv na produkciu v oblastiach pólov.

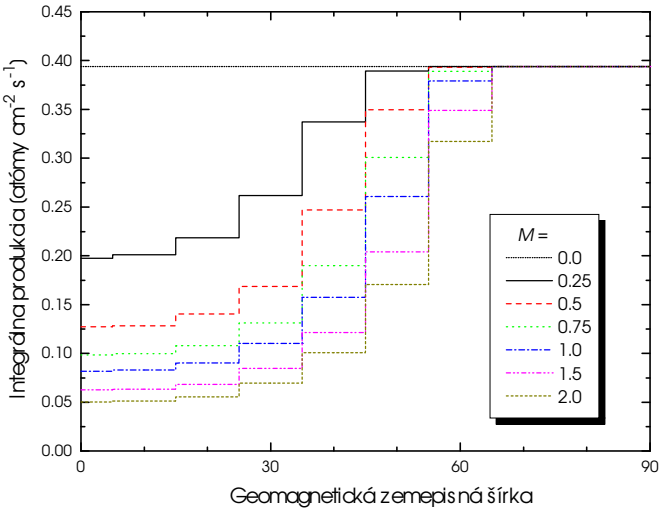
Na popis vplyvu intenzity geomagnetického poľa na produkciu KN môžeme použiť pomer rovníkových hodnôt produkcií a hodnoty produkcie na póloch, ktorá je vlastne rovná hodnote na rovníku pri M =0.0.



Obrázok 18 Integrálne produkcie ^{10}Be v závislosti od zemepisnej šírky pre rôzne hodnoty parametra M.

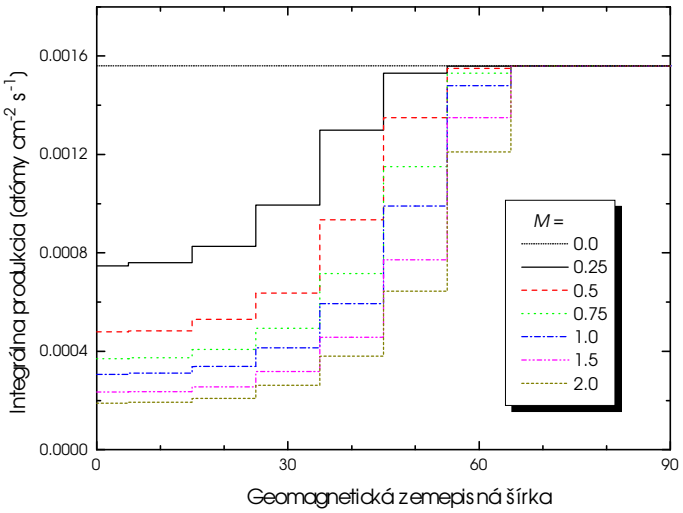


Obrázok 19 Integrálne produkcie ^{7}Be v závislosti od zemepisnej šírky pre rôzne hodnoty parametra *M*.



Obrázok 20 Integrálne produkcie ^{3}H v závislosti od zemepisnej šírky pre rôzne hodnoty parametra *M*.

Vypočítané pomery pre všetky uvažované nuklidy sú uvedené v Tabuľke 3. Hodnoty sú pre všetky izotopy navzájom veľmi blízke, rozdiely môžeme pripísať odlišnostiam v účinných prierezoch pre reakcie (6) až (13) (Obrázky 4 a 5).



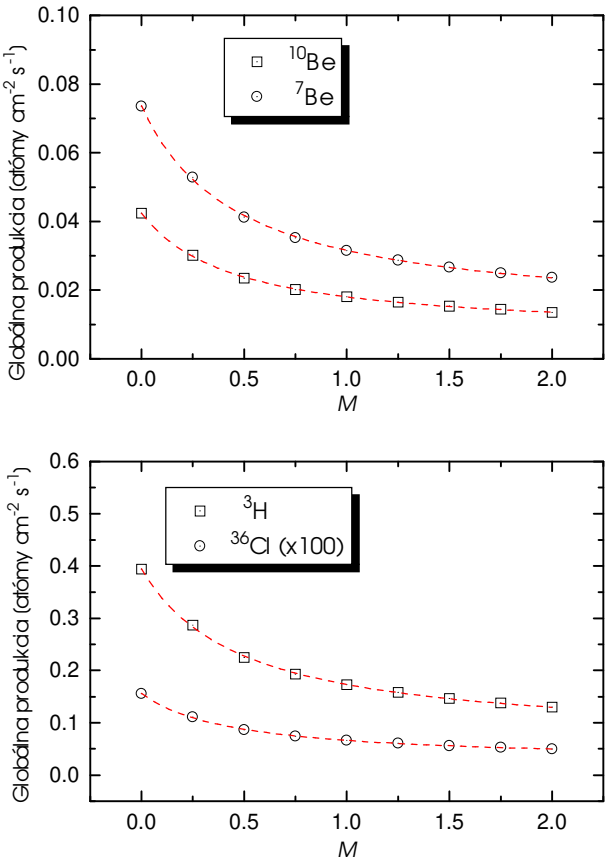
Obrázok 21 Integrálne produkcie ^{36}Cl v závislosti od zemepisnej šírky pre rôzne hodnoty parametra *M*.

Ďalej uvádzame závislosti stredných globálnych produkcií jednotlivých izotopov od veľkosti intenzity geomagnetického poľa, reprezentovaného parametrom *M*. Tieto závislosti sú zobrazené na Obrázku 22. Bodmi, ktoré predstavujú vypočítané produkcie, je pre každý izotop preložená nelineárna funkcia. Konkrétne sme použili funkciu

$$f(x) = \frac{b + \alpha}{1 + \alpha x} \qquad (20)$$

Tabuľka 4 Produkčné pomery rovník/pól pre rôzne hodnoty magnetickej intenzity.

Kozmogénny	Pomer totálnej produkcie rovník/pól					
nuklid	*M* = 0.25	0.5	0.75	1.0	1.5	2.0
^{10}Be	0.475	0.306	0.236	0.196	0.151	0.121
^{7}Be	0.487	0.31	0.239	0.198	0.15	0.122
^{3}H	0.501	0.323	0.25	0.208	0.159	0.128
^{36}Cl	0.479	0.307	0.237	0.197	0.15	0.121



Obrázok 22 Vypočítané globálne produkcie kozmogénnych nuklidov ^{10}Be, ^{7}Be, ^{3}H a ^{36}Cl (vynásobená stomi) v závislosti od parametra M, fitované funkciou (20).

a pre jednotlivé KN sme pre parametre a, b, c dostali hodnoty

^{10}Be… $a = 2.224\pm0.07$; $b = 0.0424\pm0.0002$; $c = 0.0158\pm0.0011$;
^{7}Be… $a = 2.144\pm0.08$; $b = 0.0738\pm0.0004$; $c = 0.0255\pm0.002$;
^{3}H … $a = 2.053\pm0.08$; $b = 0.395\ \pm0.002$; $c = 0.134\ \pm0.01$;
^{36}Cl… $a = 2.219\pm0.07$; $b = 0.00156\pm0.0008$; $c = 0.0057\pm0.00004$.

Uvedené funkcie môžu byť použité na určenie produkcií KN a z nich spätne tokov častíc KŽ, ak poznáme variácie geomagnetického poľa, resp. po vyjadrení inverzných funkcií môžu byť zo známych produkcií jednotlivých kozmogénnych izotopov určené variácie intenzity geomagnetického

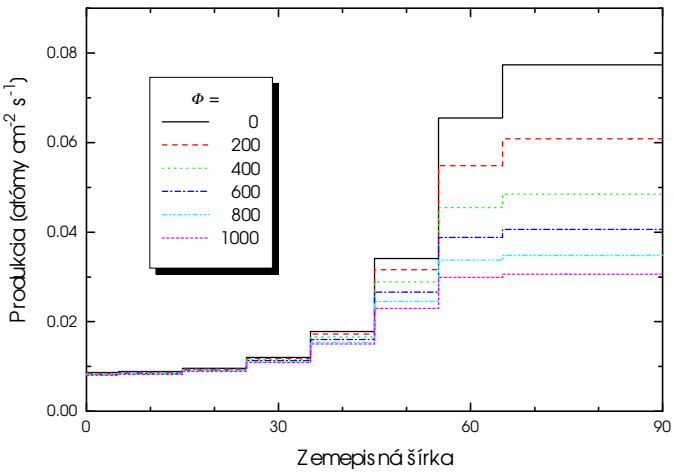
poľa. Je treba poznamenať, že použitie týchto funkcií je korektné len na intervale, na ktorom boli určované, t.j. $M \in \langle 0.0;2.0 \rangle$.

Uvedený postup bol aplikovaný napr. na objasnenie dát z obdobia pred približne 35000–40000 rokmi, kedy boli na Zemi produkované omnoho väčšie množstvá nuklidov, ako dlhodobý priemer (Raisbeckov pík v produkcii ^{10}Be) [25]. Údaje o zvýšenej produkcii v tomto období boli získané z usadenín v ľadovcoch na rôznych miestach na Zemi. Pri predpoklade, že vtedy došlo ku krátkodobému prepólovaniu magnetického poľa Zeme a tým k zníženiu jeho intenzity takmer na nulu, sa podarilo uvedeným postupom vysvetliť 90% zvýšenej produkcie.

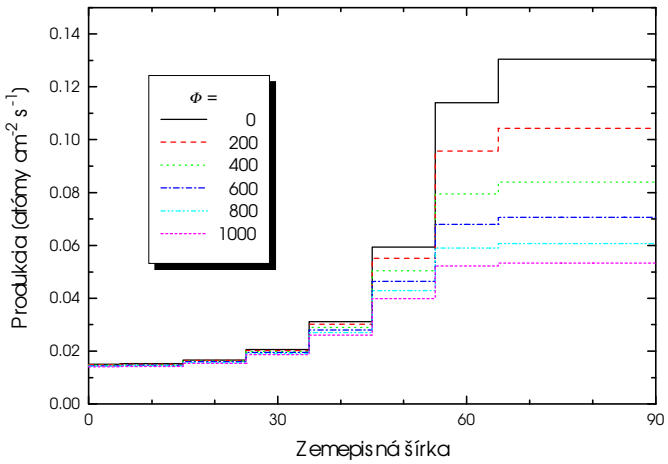
3.4 Efekty zmien slnečnej modulácie

Zmeny slnečnej aktivity v rámci slnečných cyklov sa prejavujú zmenou modulácie primárneho KŽ a tieto zmeny sú ďalej viditeľné aj v hodnotách tokov častíc v atmosfére, resp. v produkcii KN. Na Obrázkoch 23 až 26 sú znázornené závislosti totálnej produkcie od zemepisnej šírky pre niekoľko hodnôt modulačného parametra Φ pre nami uvažované kozmogénne izotopy. Tvar závislosti sa pre všetky nuklidy zachováva. Sledujeme veľkú závislosť hodnoty totálnej produkcie na póloch, avšak vplyv modulácie sa stráca v oblasti rovníka, pretože častice vpúšťané geomagnetickým poľom do zemskej atmosféry v týchto oblastiach kvôli svojej energii nad ~10 GeV nie sú takmer vôbec modulované. Z uvedeného vyplýva, že na Zemi môžeme sledovať zmeny v galaktickej zložke nemodulovaného KŽ sledovaním variácií totálnych produkcií KN v oblasti rovníka.

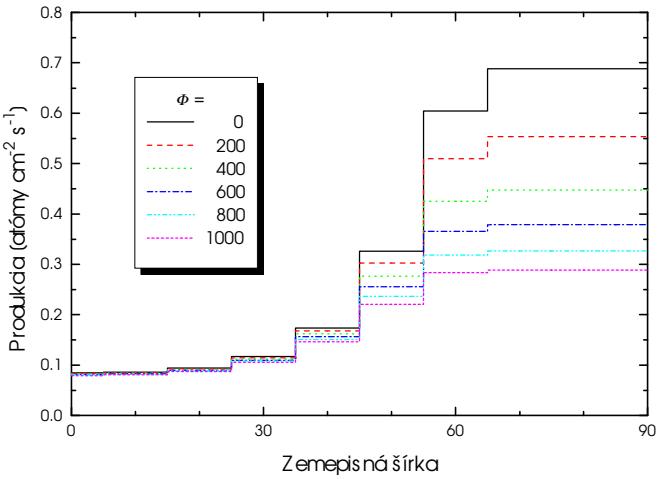
Na popis vplyvu slnečnej aktivity na produkciu KN môžeme podobne ako pri efektoch zmien intenzity geomagnetického poľa použiť pomer rovníkových hodnôt produkcií a hodnoty produkcie na póloch. Vypočítané pomery pre všetky uvažované nuklidy sú uvedené v Tabuľke 4. Hodnoty sú



Obrázok 23 Integrálne produkcie ^{10}Be v závislosti od zemepisnej šírky pre rôzne hodnoty modulačného parametra Φ v MeV.



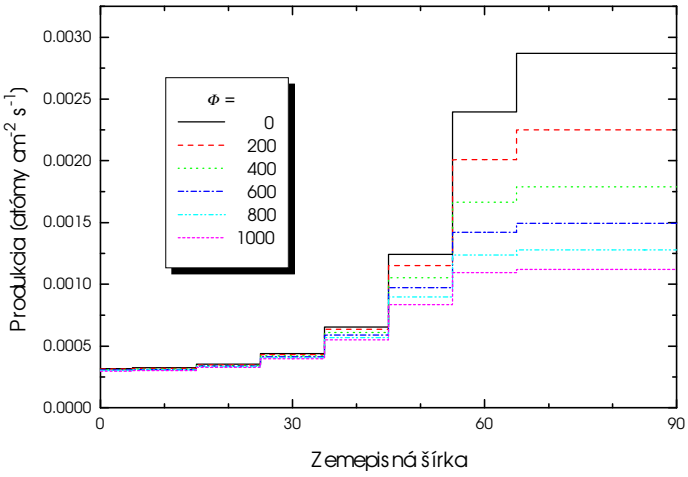
Obrázok 24 Integrálne produkcie ^{7}Be v závislosti od zemepisnej šírky pre rôzne hodnoty modulačného parametra Φ v MeV.



Obrázok 25 Integrálne produkcie ^{3}H v závislosti od zemepisnej šírky pre rôzne hodnoty modulačného parametra Φ v MeV.

pre všetky izotopy navzájom veľmi blízke, rozdiely môžeme rovnako ako pri vplyve geomagnetického poľa pripísať odlišnostiam v účinných prierezoch pre reakcie (6) až (13) (Obrázky 4 a 5).

Ďalej uvádzame závislosti stredných globálnych produkcií jednotlivých izotopov od veľkosti slnečnej aktivity reprezentovanej modulačným



Obrázok 26 Integrálne produkcie ^{36}Cl v závislosti od zemepisnej šírky pre rôzne hodnoty modulačného parametra Φ v MeV.

parametrom Φ. Tieto závislosti sú zobrazené na Obrázku 27. Bodmi, ktoré predstavujú vypočítané produkcie, je pre každý izotop preložená nelineárna funkcia. Konkrétne sme použili polynóm 3. stupňa

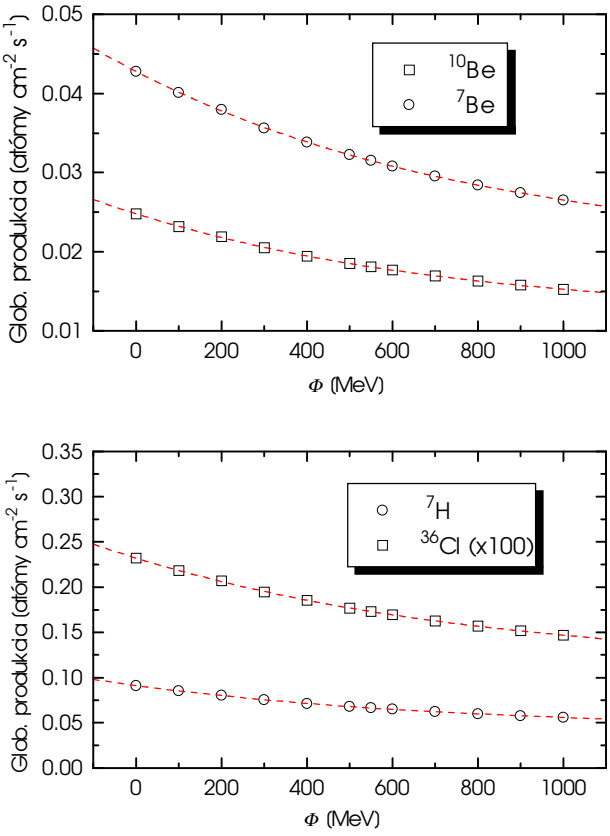
$$f(x) = a_0 + a_1 x + a_2 x^2 + a_3 x^3 \qquad (21)$$

a pre jednotlivé KN sme pre parametre a_0, a_1, a_2, a_3 dostali hodnoty

^{10}Be… $a_0 = 0.02481 \pm 4 \cdot 10^{-5}$; $a_1 = -1.69 \cdot 10^{-5} \pm 3.6 \cdot 10^{-7}$;
$a_2 = 9.9 \cdot 10^{-9} \pm 9 \cdot 10^{-10}$; $a_3 = -2.5 \cdot 10^{-12} \pm 6 \cdot 10^{-13}$;

Tabuľka 4 Produkčné pomery rovník/pól pre rôzne hodnoty parametra Φ.

Kozmogénny nuklid	Pomer totálnej produkcie rovník/pól					
Φ =	0	200	400	600	800	1000
^{10}Be	0.112	0.14	0.173	0.204	0.235	0.263
^{7}Be	0.116	0.143	0.175	0.206	0.236	0.265
^{3}H	0.123	0.152	0.185	0.215	0.246	0.275
^{36}Cl	0.112	0.14	0.173	0.205	0.235	0.265



Obrázok 27 Vypočítané globálne produkcie kozmogénnych nuklidov ^{10}Be, ^{7}Be, ^{3}H a ^{36}Cl (vynásobená stomi) v závislosti od modulačného parametra Φ, fitované funkciou (21).

^{7}Be… $a_0 = 0.04278 \pm 7.0 \cdot 10^{-5}$; $a_1 = -2.8 \cdot 10^{-5} \pm 6.0 \cdot 10^{-7}$;
$a_2 = 1.5 \cdot 10^{-8} \pm 1.5 \cdot 10^{-9}$; $a_3 = -3.8 \cdot 10^{-12} \pm 9.7 \cdot 10^{-13}$;

^{3}H … $a_0 = 0.23218 \pm 4.0 \cdot 10^{-4}$; $a_1 = -1.45 \cdot 10^{-4} \pm 3.2 \cdot 10^{-6}$;
$a_2 = 7.83 \cdot 10^{-8} \pm 7.7 \cdot 10^{-9}$; $a_3 = -1.86 \cdot 10^{-11} \pm 5.0 \cdot 10^{-12}$;

^{36}Cl… $a_0 = 9.115 \cdot 10^{-4} \pm 1.4 \cdot 10^{-6}$; $a_1 = -6.29 \cdot 10^{-7} \pm 1.3 \cdot 10^{-8}$;
$a_2 = 3.8 \cdot 10^{-10} \pm 3.0 \cdot 10^{-11}$; $a_3 = -1.04 \cdot 10^{-13} \pm 2.0 \cdot 10^{-14}$.

Uvedené funkcie platia na intervale $\Phi \in \langle 0\ \text{MeV}; 1000\ \text{MeV} \rangle$.

Využitie týchto funkcií je obdobné využitiu funkcií získaných v predchádzajúcej časti tejto práce pre intenzitu geomagnetického poľa.

3.5 Chyby

Presnosť našich výpočtov je určená niekoľkými faktormi. Principiálna nepresnosť vyplýva z použitých aproximácií pri riešení transportnej Boltzmannovej rovnice, t.j. z bodov *i)* až *iii)* z časti 2.1.3 tejto práce. Jej veľkosť odhadujeme na úrovni 10–15% a závisí od energie a typu častíc.

Na druhej strane je potrebné zamyslieť sa nad presnosťou vstupných údajov. Keďže formula (2) popisujúca spektrum častíc primárneho KŽ je empirickým vzťahom, jej aplikovanie je spojené so zahrnutím jej chyby, ktorá sa podľa [2] pohybuje na úrovni ~1%. Ďalším vstupným parametrom sú vertikálne cutoff rigidity, ktorých chyba podľa použitého zdroja [13] nepresahuje 5%. Neznalosť presných hodnôt účinných prierezov pre všetky uvažované spalačné reakcie je najväčšou komplikáciou popísaného modelu. Spôsob výberu nami použitých účinných prierezov spolu s predpokladanými hodnotami ich chýb sme uviedli v časti 2.2.2. Príspevkom k nepresnosti ich určenia je aj spôsob interpolácie, ktorý sme na získanie hodnôt účinných prierezov pre spojitý interval energie použili (lineárna interpolácia). Tento spôsob sme však zvolili, pretože chyba, ktorá jeho aplikovaním vznikla, je zanedbateľná vzhľadom k chybe samotných účinných prierezov.

Pri dôslednom určovaní chyby by bolo potrebné uvažovať aj príspevky od zanedbaní, ktoré vznikli výberom použitého modelu Zeme (dipólová aproximácia geomagnetického poľa, približné chemické zloženie, hraničné javy, atď.). Tieto chyby však kvôli ich zanedbateľnosti voči ostatným vôbec neuvažujeme.

Výsledné nepresnosti vo vypočítaných produkciách sú neznáme, pretože nepoznáme váhu spomínaných vystupujúcich faktorov. Ich hodnota sa však podľa nášho odhadu pohybuje pod hranicou chyby účinných prierezov, teda ~20–30%, v krajnom prípade vystupuje ako faktor 2, čo je však asi značne pesimistický odhad. Pri aplikácii nášho modelu na extraterrestriálne vzorky, pre ktoré je porovnanie s experimentálnymi dátami presnejšie (netreba uvažovať transport v terči, geomagnetické pole), bola vo väčšine prípadov dosiahnutá zhoda na úrovni ~10–15% [17].

ZÁVER

V predkladanej práci sme na popis produkcie a transportu častíc galaktickej zložky KŽ v zemskej atmosfére použili analytický model. Tento model umožňuje vypočítať diferenciálne toky častíc ako funkcie nadmorskej výšky, chemického zloženia a geomagnetickej zemepisnej šírky pre rôzne počiatočné podmienky primárneho žiarenia. Vypočítané toky častíc sme použili na výpočet produkcií KN v zemskej atmosfére.

Určené produkcie kozmogénnych izotopov ^{10}Be, ^{7}Be, ^{3}H a ^{36}Cl sú v relatívne dobrej zhode s produkciami uvádzanými v prácach iných autorov. Vo všeobecnosti sú však ich hodnoty nižšie, čo je podľa všetkého spôsobené použitou aproximáciou a inými účinnými prierezmi. Pri izotope ^{7}Be je to spôsobené tiež hodnotami nami použitých účinných prierezov pre reakciu ^{14}N(p,^{8}X)^{7}Be. Vypočítali sme závislosti globálnych produkcií uvedených nuklidov od variácií v intenzite magnetického poľa Zeme a slnečnej aktivity. Oblasť využitia výsledkov je veľmi rozsiahla, zahŕňa napr. štúdium transportu vzduchu v atmosfére, datovanie, štúdium erózie. Určené empirické funkcie vyjadrujúce závislosť produkcie KN od variácií intenzity magnetického poľa Zeme, resp. slnečnej aktivity, je možné aplikovať na rekonštrukciu histórie geomagnetického poľa, resp. slnečnej aktivity.

Veľká výhoda riešenia získaného v rámci Passowovej aproximácie je v tom, že je dané analytickým výrazom, čo výrazne zjednodušuje a hlavne urýchľuje samotné výpočty produkcií. Na druhej strane je však použitá aproximácia hrubá a jej zodpovedajúcim riešením sú dobre popísané iba základné črty hadrónovej kaskády, v našom prípade jej stredno- a vysokoenergetická zložka. Nami použitá metóda je len jednou z metód, ktoré sa študujú na KJF. Jej aplikácia bola vybraná z dôvodu porovnania úplnosti a presnosti jednotlivých modelov. Fyzikálne najčistejšou a najdetailnejšou je metóda založená na stochastickom simulovaní procesu produkcie a transportu častí.

Na príklade riešenia získaného v rámci Passowovej aproximácie je dobre demonštrovaná typická črta analytických prístupov – parametrizácia

veličín. Použitie parametrov, ktoré sa potom určujú porovnaním s experimentom, problém značne zjednodušuje, no zároveň ho konkretizuje a tým značne znižuje oblasť aplikovateľnosti.

Podľa našich skúseností spočíva výhoda uvedenej metódy v malej časovej náročnosti výpočtov a z toho vyplývajúcej širšej aplikovateľnosti ako je to pri modeloch založených na stochastických simuláciách.

Dúfame, že výsledky získané v tejto práci prispejú k štúdiu produkcie kozmogénnych nuklidov v atmosfére a nájdu uplatnenie aj v ďalších odvetviach výskumu procesov prebiehajúcich na Zemi a vo vesmíre.

LITERATÚRA:

[1] Reedy R.C., Arnold J.R., Lal D.: Cosmic-ray record in solar system matter, *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.* ***33***: 505–37, 1983

[2] Castagnoli G.C., Lal D.: Solar modulation effects in terrestrial production of carbon 14, *Radiocarbon* ***22***, 133–158, 1980

[3] Reedy R.C., Marti K.: Solar-Cosmic-Ray fluxes during the last ten million years, in: *The Sun in Time*, Sonett C.P., Giampapa M.S., Matthews M.S., eds., pp. 260–287, Univ. Arizona Press, Tucson, 1991

[4] Van Hollebeke M.A.I., Ma Sung L.S., McDonald F.B., *Solar Phys.* ***41***: 189–223, 1975

[5] Masarik J., Reedy R.C.: Terrestrial cosmogenic-nuclide production systematics calculated from numerical simulations, *Earth and Planet. Sci. Letters* ***136***: 381–395, 1995

[6] Cerling T.E., Craig H.: Geomorphology and in-situ cosmogenic isotopes, *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.* ***22***: 273–317, 1994

[7] Reedy R.C., Arnold J.R.: Interaction os Solar and Galactic Cosmic-Ray Particles with the Moon, *J. Geophys. Res.* ***77***: 537–555, 1972

[8] Lal D., Peters B.: Cosmic ray produced radioactivity on the Earth, in: *Handbuch der Physik*, XLVI/2, Springer, Berlin, pp. 551–612, 1967

[9] O'Brien K.: Secular variations in the production of cosmogenic isotopes in the Earth's atmosphere, *J. Geophys. Res.* ***84***: 423–431, 1979

[10] O'Brien K., de la Zerda Lerner A., Shea M.A., Smart D.F.: The production of cosmogenic isotopes in the Earht's atmosphere and their inventories, in: *The Sun in Time*, Sonett C.P., Giampapa M.S., Matthews M.S., eds., pp. 317–342, Univ. Arizsona Press, Tucson, 1991

[11] Blinov A.: The dependence of cosmogenic isotope production rate on solar activity and geomagnetic field radiation, in: *Secular Solar and Geomagnetic Variations in the Last 10 000 Years*, Stephenson F.R., Wolfendale A.W., eds., 329–340, Kluwer Academic Publishers, 1988

[12] Champion, K.S.W., Cole, A.E., Kantor, A.J.: Standard and reference atmospheres, in: *Handbook of Geophysics and the Space Enviroment*, Jursa, A.S., ed., pp. 14–1–14–43, Air Force Geophys. Labor., U.S. Air Force, 1985

[13] Shea, M.A., Smart, D.F.: World grid of calculated cosmic ray cutoff rigidities for epoch 1990, *Proc. 25th ICRC* ***Vol 2***: 401–404, 1997

[14] Bland, C.J., Cioni G.: Geomagnetic cutoff rigidities in non–vertical directions, *Earth and Planet. Sci. Letters* ***4***: 399–405, 1968

[15] Passow C., Phenomenologische Theorie zur Berechnung einer Kaskade aus schweren Teilchen (Nukleonenkaskade) in der Materie, *Notiz* ***A 285***: Deut. Electron. Synchrotron, Hamburg, 1962

[16] Masarik J., Reedy, R.C: Effects of bulk chemical composition on nuclide production processes in meteorites, *Geochim. Cosmochim. Acta* ***58***: 5307–5308, 1994

[17] Reedy, R.C., Masarik, J.: Cosmogenic-nuclide depth profiles in the lunar surface, *Lunar Planet. Sci.* ***25***: 1119–1120, 1994

[18] Nir, A., Kruger, S.T., Lingenfelter, R.E., Flamm, E.J.: Natural tritium, *Rev. Geophys.* ***4***: 441–456, 1966

[19] Bodemann, R., Lange, H.-J., Leya, I., Michel, R., Scheikel, T., Rösel, R., Herpers, U., Hofmann, H.J., Dittrich, B., Suter, M., Wölfli, W., Holmqvist, B., Condé, H., Malmborg, P.: Production of residual nuclei by proton-induced reactions on C, N, O, Mg, Al and Si, *Nucl. Instrum. Methods* ***B82***: 9–31, 1993

[20] Raisbeck G.M., Yiou, F.: The application of nuclear cross section measurements to spallation reactions in cosmic rays, in: *Spallation Nuclear Reaction and Their Applications*, Shen, B.S.P., Merker, M., eds., pp. 83–111, Reidel, Dordrecht, 1976

[21] Reyss, J.-L., Yokoyama, Y., Guichard, F.: Production cross sections of ^{26}Al, ^{22}Na, ^{7}Be from argon and of ^{10}Be, ^{7}Be from nitrogen: Implications for production rates of ^{26}Al and ^{10}Be in the atmosphere, *Earht and Planet. Sci. Letters* ***53***: 203–210, 1981

[22] Nakamura, T., Sugita, H., Imamura, M., Uwamino, Y., Shibata, S., Nagai, H., Takebatake, M., Kobayashi, K.: Measurement of long-lived ^{10}Be, ^{14}C a ^{26}Al production cross sections for 10–40 MeV neutrons by accelerator mass spectrometry, in: *Nuclear Data for Science and Technology*, Quaim, S.M., ed., pp. 714–716, Springer, Berlin, 1992

[23] O'Brien, K., Sandmeier, H.A., Hansen, G.E., Campbell, J.E.: Cosmic ray induced neutron background sources and fluxes for geometries of air over water, ground, iron and aluminium, *J. Geophys. Res.* ***83***, 114–120, 1978

[24] Beer, J., Mende, W., Stellmacher, R., White, O.R.: Intercomparisons of proxies for past solar variability, in: *Climatic Variations and Forcing Mechanisms of the Last 2000 Years, NATO ASI Series,* ***Vol. I 41***, Jones, P.D., Bradley, R.S., Jouzel, J., eds., pp. 501–517, Springer–Verlag Berlin Heidelberg, 1996

[25] Beer, J., Johnsen, S.J., Bonani, G., Finkel, R.C., Langway, C.C., Oeschger, H., Stauffer, B., Suter, M., Woelfli, W.: ^{10}Be peaks as time markers in polar ice cores, in: *The Last Deglaciation*: *Absolute and Radiocarbon Chronologies*, *NATO ASI Series,* ***Vol. I 2***, Brad, E., Broecker, W.S., eds., pp. 141–153, Springer–Verlag Berlin Heidelberg, 1992

[26] Monaghan, M.C., Krishnaswami, S., Turekian, K.K.: The global-average production rate of ^{10}Be, *Earth and Planet. Sci. Letters* ***76***: 279–287, 1985/86

[27] Knies, D.L., Elmore, D., Sharma, P., Vogt, S., Li, R., Lipschutz, M.E., Petty, G., Farrell, J., Monaghan, M.C., Fritz, S., Agee, E.: ^{7}Be, ^{10}Be and ^{36}Cl in precipitation, *Nucl. Instrum. Methods.* ***B92***: 340–344, 1994

[28] Conrad, N.J., Kubik P.W., Gove H.E., Elmore, D.: A ^{36}Cl profile in Greenland ice from AD 1265 to 1865, *Radiocarbon* ***31***: 585–591, 1989

[29] Raisbeck, G.M., Yiou, F., Fruneau, M., Loiseaux, J.M., Lieuvin, M., Ravel, J.C.: Cosmogenic ^{10}Be/^{7}Be as a probe of atmospheric transport processes, *Geophys. Res. Letters* ***8***: 1015–1018, 1981

[30] Mirošničenko, L.I.: Slnečná aktivita a Zem, VEDA Bratislava, 1987

[31] Ochaba, Š: Geofyzika, SPN Bratislava, 1986