



دانشگاه سمنان

دانشکده فیزیک

پایان نامه کارشناسی ارشد

آشکارسازی پرتوهای کیهانی با استفاده از تکنیک نور فلورسنت جوی

توسط:

زهرا باقری

استاد راهنما

گوهر رستگار زاده

شهریور ۱۳۹۱



دانشگاه سمنان

دانشکده علوم پایه

گروه فیزیک

پایان نامه کارشناسی ارشد فیزیک

تحت عنوان

آشکارسازی پرتوهای کیهانی با استفاده از تکنیک نور فلورسنت جوی

ارائه شده توسط:

زهرا باقری

در تاریخ ۲۷ شهریور ماه ۱۳۹۱ توسط کمیته تخصصی زیر مورد بررسی و تصویب نهایی قرار گرفت:

دکتر گوهر رستگارزاده

دکتر مهرداد قمی نژاد

دکتر حسین غفارنژاد

۱- استاد راهنما

۲- استاد داور داخلی

۳- استاد داور داخلی

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

تقدیم به :

فداکارترین مخلوقات خداوند

پدر و مادر عزیزم

تقدیر و تشکر:

سپاس بی‌کران پروردگار یکتا را که هستی‌مان بخشید و به طریق علم و دانش رهنمونمان شد و به همنشینی رهروان علم و دانش مفتخرمان نمود و خوشه‌چینی از علم و معرفت را روزیمان ساخت.

بی‌شک، انجام این پروژه و تدوین این پایان‌نامه بدون پیگیری‌ها، حمایت‌ها و راهنمایی‌های ارزشمند استاد گرانقدرم سرکار خانم دکتر گوهر رستگار زاده میسر نمی‌شد. بدین وسیله لازم می‌دانم کمال تشکر و قدردانی خود را از ایشان به عمل بیاورم.

از اساتید گرامی جناب آقای دکتر حسین غفارنژاد و جناب آقای دکتر مهرداد قمی نژاد که زحمت مطالعه و حضور در جلسه دفاع از پایان‌نامه اینجانب را برعهده داشتند، سپاس فراوان دارم.

چکیده

یکی از جنبه های مهم آزمایش های پرتو کیهانی، تعیین انرژی پرتو اولیه است. اما در انرژی های خیلی زیاد، به دلیل شار خیلی کم این پرتوها، انجام این کار به روش آشکارسازی مستقیم امکان پذیر نیست و باید از روش آشکار سازی غیر مستقیم استفاده کرد.

یک روش برای مطالعه پرتوهای کیهانی، آشکارسازی نور فلورسانس ایجاد شده توسط ذرات ثانویه در هنگام عبور از جو زمین و اندر کنش با نیتروژن های موجود در هوا می باشد. این روش توسط آشکارساز های Fly's Eye استفاده می شود. در کل تولید نور فلورسانس در جو بازده خیلی پایینی دارد در نتیجه این روش در انرژی های زیاد کاربرد دارد.

در کار حاضر توسعه طولی و عرضی این نور فلورسانس مورد مطالعه قرار گرفته و توسعه عرضی فوتون ها برای پرتوهای اولیه پروتون، کلسیم، سیلیسیم، آهن، هلیوم، سدیم، و اکسیژن با انرژی های $10^{14} eV$ و $10^{15} eV$ و پروتون با انرژی $10 EeV$ با استفاده از گد شبیه سازی CORSIKA به دست آمده است.

واژه های کلیدی: پرتو کیهانی، فلورسانس

فهرست مندرجات

۱ پرتوکیهانی

- ۱-۱ معرفی پرتوهای کیهانی ۱
- ۲-۱ منابع احتمالی پرتوهای کیهانی ۲
- ۱-۲-۱ بقایای ابرنواخترها ۲
- ۲-۲-۱ هسته های کهکشانی فعال ۲
- ۳-۲-۱ بادهای خورشیدی ۳
- ۳-۱ طیف انرژی پرتوهای کیهانی ۴
- ۴-۱ مدل قطع ۶
- ۵-۱ شتابدهی پرتوهای کیهانی ۶
- ۱-۵-۱ شتاب دهی به وسیله موج ضربه ۶
- ۲-۵-۱ شتاب دهی به وسیله فرآیند فرمی ۷
- ۶-۱ تعیین ترکیب جرمی پرتوهای کیهانی ۹
- ۷-۱ بررسی جهت بارش پرتوهای کیهانی ۱۱
- ۸-۱ تغییرات شار پرتوهای کیهانی در بالای جو ۱۲
- ۹-۱ پرتوهای کیهانی در جو ۱۳
- ۱۰-۱ پرتوهای کیهانی در سطح زمین ۱۴
- ۱۱-۱ پرتوهای کیهانی در زیر زمین ۱۵

۱ بهمن های هوایی گسترده

- ۱۸-۲-۱ تعریف بهمن های هوایی گسترده. ۱۸
- ۱۹-۲-۱-۱ مدل اسباب بازی. ۱۹
- ۲۰-۲-۲ گسترش بهمن هوایی. ۲۰
- ۲۰-۲-۲-۱ گسترش طولی بهمن های هوایی. ۲۰
- ۲۰-۲-۲-۲ گسترش عرضی بهمن های هوایی. ۲۰
- ۲۱-۳ توصیف بهمن های هوایی در جو. ۲۱
- ۲۳-۴ انواع بهمن های هوایی. ۲۳
- ۲۳-۲-۴-۱ بهمن الکترومغناطیسی. ۲۳
- ۲۵-۲-۴-۲ بهمن هادرونی. ۲۵
- ۲۶-۵-۲ بهمن های هوایی مایل و عمودی. ۲۶
- ۲۶-۲-۵-۱ بهمن های هوایی مایل. ۲۶
- ۲۷-۲-۵-۲ بهمن های هوایی عمودی. ۲۷
- ۲۷-۲-۵-۳ توزیع چگالی ذرات بهمن های هوایی مایل. ۲۷
- ۳۰-۶-۲ آشکارسازی بهمن های هوایی. ۳۰
- ۳۱-۲-۶-۱ آشکارسازی به واسطه یونیزاسیون. ۳۱
- ۳۲-۲-۶-۲ آشکارسازهای ذرات یا سنتیلاتورها. ۳۲
- ۳۲-۲-۶-۳ آشکارساز نور چرنکوف. ۳۲
- ۳۳-۲-۶-۴ آشکارساز نور فلورسانس. ۳۳
- ۳۴-۲-۶-۵ آشکارسازی هیبریدی. ۳۴
- ۳۵-۲-۶-۶ آشکارسازی میون ها. ۳۵
- ۳۵-۲-۷ آرایه بهمن های هوایی گسترده. ۳۵

۳ شبیه سازی بهمن های هوایی

- ۳۷ ۱-۳ چرا شبیه سازی می کنیم؟
- ۳۸ ۲-۳ معرفی برنامه CORSIKA
- ۳۸ ۱-۲-۳ برنامه CORSIKA
- ۳۹ ۲-۲-۳ کنترل و اجرا
- ۳۹ ۳-۲-۳ ذرات در برنامه CORSIKA
- ۴۰ ۴-۲-۳ سیستم مختصات CORSIKA
- ۴۰ ۳-۳-۳ برهمکنش ها در برنامه CORSIKA
- ۴۰ ۱-۳-۳ برهمکنش های هادرونی
- ۴۱ ۲-۳-۳ برهمکنش های الکترومغناطیسی

۴ فلورسانس جوی

- ۴۲ ۱-۴ معرفی
- ۴۵ ۲-۴ فلورسانس و آشکارسازی آن در آبشار گسترده هوایی
- ۴۵ ۱-۲-۴ اصول و کارهای اولیه
- ۴۹ ۲-۲-۴ بازده
- ۵۷ ۳-۴ نور پس زمینه ، پراکندگی و جذب جوی
- ۵۷ ۱-۳-۴ نور پس زمینه کلی
- ۵۷ ۲-۳-۴ درخشندگی آسمان شب
- ۵۷ ۳-۳-۴ پراکندگی نور در جو
- ۶۰ ۴-۳-۴ جذب و میرایی نور در جو
- ۶۱ ۵-۳-۴ چرنکوف پس زمینه

۴-۳-۶ سهم های نسبی پرتوهای فلورسانس و چرنکوف در سیگنال آشکارساز. ۶۲

۵ شیوه فلورسانس

۶۵	۱-۵ روش فلورسانس
۶۶	۲-۵ توسعه طولی نور فلورسانس
۶۷	۳-۵ توسعه عرضی نور فلورسانس
۷۰	۴-۵ اندازه زاویه ای تصویر بهمن
۷۲	۵-۵ تصویر آبشار در این روش
۷۳	۶-۵ نتایج شبیه سازی
۹۶	۷-۵ نتیجه گیری
۹۷	مراجع

فصل اول

پرتوهای کیهانی

۱-۱ معرفی پرتوهای کیهانی

پرتوهای کیهانی در واقع اتم‌های کاملاً یونیزه شده‌ی پرنرژی هستند که از منابع مختلفی سرچشمه می‌گیرند. حدود ۹۰٪ پرتوهای کیهانی را پروتون‌ها، حدود ۱۰٪ را هسته‌های هلیم (ذرات آلفا) و زیر ۱٪ را عناصر سنگین‌تر و الکترون‌ها (ذرات بتا منفی) تشکیل می‌دهند. بیش‌تر پرتوهای کیهانی در محدوده انرژی‌های نسبتی قرار دارند، یعنی دارای انرژی از مرتبه بزرگی جرم سکونشان یا بیش‌تر هستند. تعدادی از آن‌ها نیز دارای انرژی‌های فوق‌نسبیتی تا $10^{20} eV$ (حدود 20 ژول) می‌باشند که تقریباً 11 مرتبه از جرم سکون پروتون بزرگ‌تر است. تابش‌های کیهانی شامل ذرات باردار پایدار و هسته‌هایی با طول عمر 10^7 سال یا بیش‌تر هستند. پرتوهای کیهانی به دو دسته پرتوهای کیهانی اولیه و پرتوهای کیهانی ثانویه تقسیم می‌شوند. پرتوهای کیهانی اولیه از منابع اخترفیزیکی شتاب می‌گیرند و شامل الکترون‌ها، پروتون‌ها، هلیم، کربن، اکسیژن و آهن هستند. بر اثر برخورد پرتوهای کیهانی اولیه با مواد بین‌ستاره‌ای پرتوهای کیهانی ثانویه تولید می‌شوند که شامل هسته‌هایی مثل لیتیم، برلیوم و برم هستند.

۲-۱ منابع احتمالی پرتوهای کیهانی

از آن جا که پرتوهای کیهانی به علت باردار بودن در میدان های مغناطیسی کهکشانی و بین کهکشانی منحرف شده و جهت اولیه خود را از دست می دهند، بنابراین نمی توان با استفاده از جهت این پرتوها به جهت منبع تولید کننده آن ها پی برد. مگر در انرژی های بسیار بسیار بالا که انرژی این ذرات بیش از $10^{19} eV$ (تقریباً یک ژول) است.

در حال حاضر با تقریب زیادی معلوم شده که پرتوهای کیهانی در دو دسته گسترده پایین می آیند. دسته اول که در اقلیت هستند و از روی تغییرات کم مربوط به شار پرتوهای کیهانی بین شب و روز مشخص شده اند، مربوط به خورشید می باشند. اما بیش تر پرتوهای کیهانی مربوط به دسته دوم هستند و از فواصل بسیار دورتر می آیند.

۱-۲-۱ بقایای ابرنواخترها

با توجه به این که انرژی ذرات به منابعی که از آن ها سرچشمه می گیرند بستگی دارد لذا برخی اعتقاد دارند که انفجارات ابرنواخترها انرژی کافی برای تولید تابش های کیهانی را دارا هستند. با وجود این که ماهیت ابرنواخترها هنوز کاملاً شناخته شده نیست ، بقایای ابرنواخترها از مهم ترین منابع پرتوهای کیهانی و شتاب دهنده های فضایی در کهکشان ما محسوب می شود.

درست است که بیش تر پرتوهای کیهانی از انفجارات ابرنواخترها، شتاب می گیرند ولی به این معنی نیست که ابرنواخترها خودشان منفجر می شوند و ذراتی با این انرژی را به بیرون پرتاب می کنند. بقایای انفجارات ابرنواخترها که هزاران سال از عمر آن ها می گذرد از ابرها و گازهای منبسط شده تشکیل شده اند و به طور تصادفی ذرات در میدان مغناطیسی، انرژی و سرعت زیادی به دست می آورند. به طوری که این بقایای ابرنواخترها نمی توانند آن ها را در خودشان نگه دارند و این ذرات با سرعت و انرژی زیاد به داخل کهکشان فرار می کنند. گینزبورگ اعتقاد داشت که نواخترهای معمولی نیز ممکن است منابع پرتوهای کیهانی باشند. هر یک از آن ها تقریباً 10^{44} از انرژی ابرنواخترها را تولید می کنند و انرژی خروجی کل آن ها شاید نصف ابرنواخترها باشد.

۲-۲-۱ هسته های کهکشانی فعال

هسته های کهکشانی فعال یک نام کلی برای آن دسته از کهکشان هایی است که در مرکزشان سیاه چاله پرجرمی وجود دارد. از هر ۱۵ دسته پرتو کیهانی پرنانرژی که به سمت زمین می آیند ۱۲ تای آن ها از هسته های کهکشانی فعالند. تقریباً تعداد کهکشان های کیهانی در حدود 10^{11} عدد است و تقریباً یک درصد از این

کهکشان‌ها هسته‌های فعال دارند. یعنی در حدود 10^9 هسته کهکشانی فعال وجود دارد. تابش خارج شده از این هسته‌های کهکشانی فعال، از امواج رادیویی تا تابش‌های گامای فوق‌العاده پرنرژی، بیش‌تر از کل تابش ناشی از مابقی کهکشان‌ها است. از فشردگی ناحیه تابشی به نظر می‌رسد که ممکن است تغییرات شدیدی در مقیاس چند روز و چند ساعت در آن‌ها وجود داشته باشد. دو نمونه از هسته‌های کهکشانی فعال نزدیک و شفاف Mrk421 و Mrk501 هستند. این چشمه‌ها در تابش گامای بیش از 20 TeV مشاهده می‌شوند. مدل‌های زیادی در این زمینه مطرح شده است که یکی از آن‌ها مدل پور محمد و صمیمی است [۱].

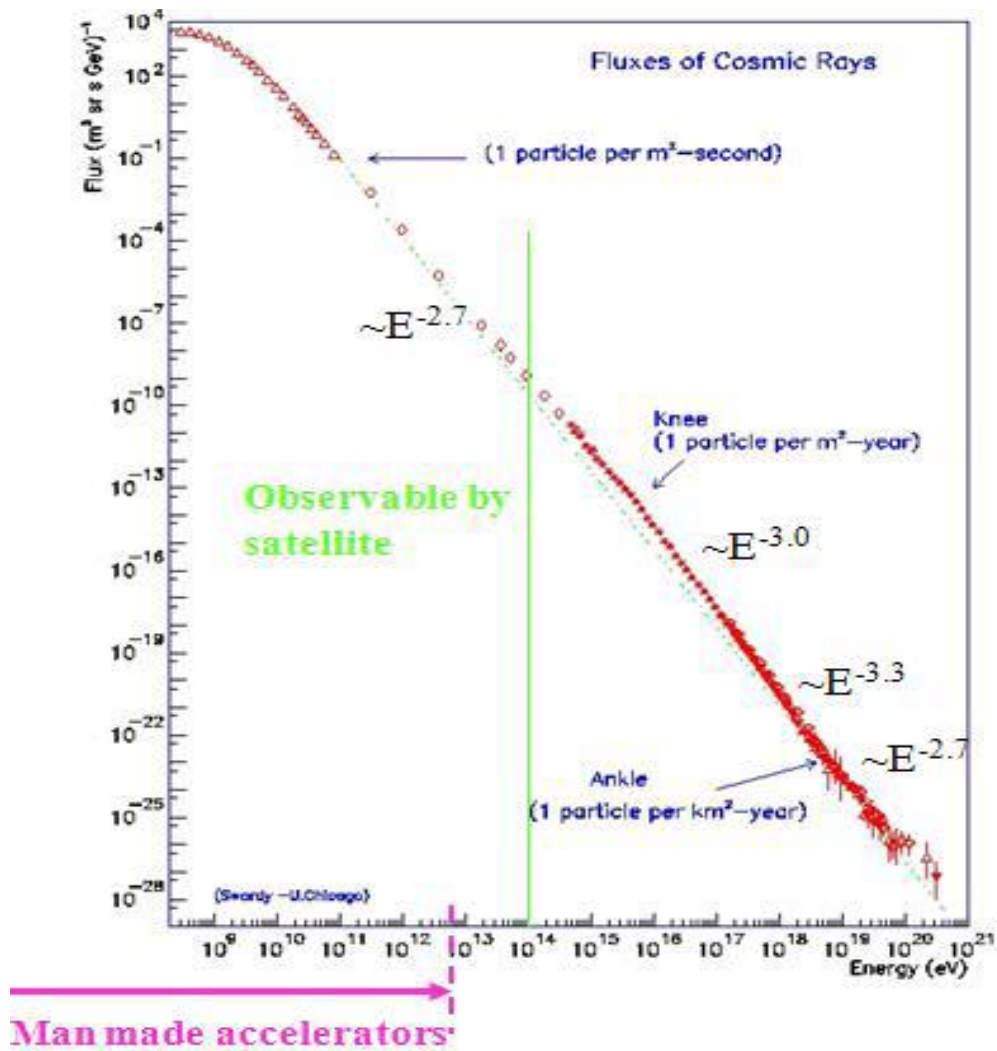
۳-۲-۱ باد‌های خورشیدی

بادهای خورشیدی ذراتی هستند که از خورشید جدا شده و به صورت باد یا جریانی از ذرات به فضای بین ستاره‌ای فرار می‌کنند. این ذرات متشکل از الکترون، پروتون، ذره آلفا و مقداری عناصر سنگین‌تر هستند. سرعت این باد بین ۲۰۰ تا ۹۰۰ کیلومتر بر ثانیه است. هم‌چنین این ذرات در دمای زیاد تاج خورشیدی به تدریج بر سرعتشان افزوده شده و از میدان جاذبه خورشید می‌گریزند. در نتیجه زمانی که فعالیت خورشیدی بیش‌تر باشد، تعداد و انرژی این ذرات بیش‌تر می‌شود. بعد از گذشت حدود ۴۰ دقیقه از این که پرتوهای کیهانی موجود در فوران‌های خورشید بیش‌ترین شدت را پیدا می‌کنند، سریع‌ترین ذرات و در بعد از ۴ تا ۵ روز ذرات کندتر به زمین می‌رسند. این ذرات توسط میدان مغناطیسی زمین منحرف می‌شوند و در اتمسفر جذب می‌شوند و چون انرژی کافی برای یونیزه کردن گازهای مختلف در بالای جو را دارند باعث شفق قطبی می‌شوند. این پرتوهای کیهانی کم‌انرژی را نمی‌توان توسط آشکارسازهای ذرات در سطح زمین آشکارسازی کرد.

تمام ستارگان همانند خورشید دارای باد هستند ولی ستارگان با اجرام زیاد، بادهای ستاره‌ای بسیار قوی‌تری دارند. یک ستاره با جرم ۳۰ برابر جرم خورشید، می‌تواند ۲۴ برابر جرم خورشید را پیش از آن‌که از رشته اصلی خارج شود، به شکل باد منتشر نماید. باد خورشیدی، منظومه شمسی ما را در بر گرفته است و با کره خورشیدی آغاز می‌شود. کره خورشیدی، میدان مغناطیسی است که از خورشید سرچشمه گرفته و توسط باد خورشیدی تا ابعاد بسیار عظیمی متورم می‌شود. کره خورشید اولین سپر دفاعی در برابر پرتوهای کیهانی است. ذرات پر انرژی خارج شده از سیاهچاله‌ها و ابرنواخترها سعی در وارد شدن به منظومه شمسی را دارند اما توسط میدان‌های مغناطیسی کره خورشید منحرف می‌شوند.

۳-۱ طیف انرژی پرتوهای کیهانی

محدوده انرژی تابش های کیهانی بسیار گسترده است و از $10^9 eV$ تا $10^{20} eV$ را شامل می شود. تغییرات تعداد پرتوهای کیهانی بر حسب انرژی را "طیف انرژی" می گویند.



شکل ۱-۱: طیف انرژی پرتوهای کیهانی. در ناحیه زانو یک ذره در هر متر مربع در ثانیه و در ناحیه قوزک ۱ ذره در هر کیلومتر مربع در سال آشکارسازی می شود.

شار پرتوهای کیهانی که تا به حال اندازه گیری شده، تقریباً در همه جهات یکسان است. یعنی مستقل از زاویه فضایی و همسانگرد می باشد.

از شکل ۱-۱ مشخص است نمودار شار (تعداد ذرات ورودی بر واحد سطح بر واحد زمان) پرتوهای کیهانی صاف و هموار است به جز در دو نقطه در انرژی های $10^{15} eV$ و $10^{18} eV$ که تغییر ناگهانی مشاهده می شود. شکست اول در انرژی $10^{15} eV$ اتفاق افتاده است که به زانوی منحنی^۱ معروف است و نقطه شکست دوم در انرژی $10^{18} eV$ رخ داده است که به آن قوزک منحنی^۲ گویند. طیف انرژی پرتو کیهانی اولیه بر حسب انرژی، به خوبی از رابطه توانی معکوس پیروی می کند، یعنی می توان شار دیفرانسیلی را با رابطه زیر توصیف کرد:

$$\frac{dN}{dE} (m^{-2} sr^{-1} s^{-1} GeV^{-1}) \approx 1.8 E^{-(\gamma+1)} \quad (1-1)$$

که γ معرف اندیس توان است و برای هر دو ناحیه مختلف، مقدار متفاوتی دارد.

$$\gamma \approx 1.7 \quad E < E_{knee} \quad (2-1)$$

$$\gamma \approx 2 \quad E > E_{knee} \quad (3-1)$$

و داریم:

$$N(E) dE = const. E^{-1.7} dE \quad E < E_{knee} \quad (4-1)$$

$$N(E) dE = const. E^{-3.0} dE \quad E_{knee} < E < E_{ankle} \quad (5-1)$$

$$N(E) dE = const. E^{-2.69} dE \quad E_{ankle} < E < E_{GZK} \quad (6-1)$$

$$N(E) dE = const. E^{-2.2} dE \quad E_{GZK} < E \quad (7-1)$$

در نتیجه کاهش شار رسیده، با افزایش انرژی شدیدتر خواهد شد.

افت شکستگی که در نزدیکی طیف توانی به وجود می آید، معمولاً دلالت بر فرآیند جذب و کاهش انرژی دارد که در انرژی های نزدیک به زانوی طیف مهم و چشم گیر می شود. پیش از این، علت این کاهش شار را به خروج پرتوهای کیهانی پرنانرژی از داخل کهکشان نسبت می دادند. اما اکنون می دانیم که وجود میدان مغناطیسی درون کهکشان مانع از فرار این ذرات می شود و فرضیه قبلی نمی تواند درست باشد. توجیه دیگر این است که طیف مشاهده شده برای پرتو کیهانی با انرژی بیش تر از زانو، کم تر از طیف ناشی از برون یابی این طیف در انرژی های کم تر از زانو است. از طرفی ممکن است این طیف واقعاً ادامه طیف انرژی های کم تر باشد و تنها در فرآیند تولید و شتاب گیری ذرات پرنانرژی اطراف زانو، پنجره ای جدید از اندرکنش های رخ داده باشد، که ما از فیزیک آن بی اطلاع هستیم. بنابراین، در این انرژی ذراتی تولید می شوند و قسمتی از شار پرتوهای کیهانی را در بر دارند که در آزمایش های اختر فیزیکی و آرایه های زمینی یا دیده نمی شوند و یا به آن ها توجه نمی شود. این ذرات می توانند میون های پرنانرژی تولید شده در انرژی های زیاد باشند و یا ذرات جدیدی که در قالب ذرات مدل استاندارد متعارف نمی گنجد. در حال حاضر چنین ذرات پرنانرژی در

^۱ Knee

^۲ Ankle

شتاب دهنده های آزمایشگاهی دیده نشده اند و برای رد این نظریه باید منتظر بمانیم تا شتاب دهنده های پرنرژی تر ساخته شوند.

رهیافت دیگری که می توان این کاهش شار را با آن توضیح داد، نحوه و فرآیند شتاب دهی ذرات است. فرآیند شتاب دهی ذرات در بقایای ابرنواخترها تنها می تواند شتاب دهی ذرات تا انرژی نزدیک به $10^{15} eV$ را توجیه کند. در حالی که پرتوهای کیهانی کهکشانی تا انرژی $10^{20} eV$ گسترده شده اند و برای ایجاد چنین ذراتی نیاز به چشمه ها و فرآیندهای شتاب دهی دیگری است. از سوی دیگر، اگر طیف را از ناحیه پرشیب بعد از زانو، به سمت ناحیه انرژی های کم تر برون یابی کنیم، دیده می شود که شار پرتوهای کیهانی باید از آن چه اکنون مشاهده می شود بیش تر باشد. پس احتیاج به فرآیندهایی است که تولید پرتوهای کیهانی در انرژی های بیش تر از زانو را توصیف کنند و این فرآیندها تنها در حد انرژی های زیاد مهم می شوند.

۴-۱ مدل قطع

این مدل بیان می کند که در انرژی های بالاتر از زانو ($5 \times 10^{15} eV$) پرتوهای کیهانی با تابش زمینه کیهان (تابشی که از مهبانگ به ما می رسد) بر هم کنش کرده، به این ترتیب مقدار آن ها کم شده و پایون تولید می شود.

$$p^{\pm} + \gamma \rightarrow n + \pi^{\pm}$$

$$p^{\pm} + \gamma \rightarrow p^{\pm} + \pi^0$$

به این ترتیب انرژی آن ها کاهش می یابد و کاهش شار در این قسمت از طیف مشاهده می شود. این اثر به نقطه GZK معروف است که در حدود انرژی های بالاتر از $5 \times 10^{18} eV$ به طور جدی مطرح شده و اهمیت پیدا می کند. البته مشاهدات AGASA و چند آزمایش دیگر نشان می دهد که پرتوهای کیهانی با انرژی های بیشتر از نقطه GZK نیز یافت شده اند [۲]. البته HiRes با آزمایش هایی در داده های خود یک نقطه قطع در این طیف و در انرژی قابل انتظار مشاهده کرده است [۳]. به علت این که در این بازه انرژی شار ذرات بسیار کم است (کم تر از یک ذره بر کیلومتر مربع در سال)، هنوز نمی توان در مورد نقطه قطع GZK نظر قطعی داد.

۵-۱ شتاب دهی پرتوهای کیهانی

۱-۵-۱ شتاب دهی به وسیله موج ضربه

در امواج ضربه ای اطراف زمین و در امواج ضربه ای دیگری که ناشی از بادهای خورشیدی هستند، ذرات به انرژی های ابرگرمایی از KeV تا MeV می رسند. از طرفی، شواهدی بر شتاب گرفتن ذرات تا انرژی GeV

در شراره های خورشیدی وجود دارند. در این حالت علاوه بر مشاهده خود ذرات در فضای بین ستاره ای و در زمین، پایون های خنثی و نوترینوهای ناشی از اندرکنش این ذرات نیز مشاهده شده اند. برای پرتوهای کیهانی کهکشانی نیز که امکان مشاهده آن ها در محل چشمه نیست، فقط می توان ذرات خنثای ثانوی ناشی از اندرکنش این پرتوها با مواد بین ستاره ای و توده های گازی اطراف چشمه را مشاهده کرد. به دلیل وجود میدان های مغناطیسی در سراسر کهکشان، ذرات باردار نمی توانند مسیر مستقیمی از چشمه تا زمین را طی کنند. به نظر می رسد که هم چشمه های نقطه ای و هم چشمه های گسترده، سهمی در شتاب دادن به ذرات در کهکشان داشته باشند. براساس شار پرتوهای کیهانی که به ما می رسد، می توان چگالی انرژی این پرتوها را محاسبه کرد. این چگالی در حدود 1 eV/cm^2 است.

۱-۵-۲ شتاب دهی به وسیله فرآیند فرمی

مهم ترین فرآیند شتاب گیری ذرات ثانویه به روش مکانیزم فرمی انجام می پذیرد. فرآیند فرمی روشی برای شتاب گیری ذرات باردار است که توسط یک پلاسمای مغناطیسی متحرک انجام می شود. فرآیندی را در نظر بگیرید که در هر برخورد، ذره مورد نظر، یک انرژی متناسب با انرژی خودش کسب کند. بنابراین اگر در هر برخورد $\Delta E = KE$ باشد، بعد از n امین برخورد، خواهیم داشت:

$$E_n = E_0 (1 + K)^n \quad (8-1)$$

که در آن E_0 انرژی اولیه ذره است که به شتاب دهنده تزریق می شود. اگر احتمال فرار ذره از ناحیه شتاب گیری در هر برخورد P_{esc} باشد، احتمال باقی ماندن آن در ناحیه شتاب گیری بعد از n برخورد، برابر $(1 - P_{esc})^n$ است. از طرفی با استفاده از معادله بالا، تعداد برخوردهای لازم برای رسیدن انرژی ذره به E برابر است با

$$n = \frac{\ln \left(\frac{E}{E_0} \right)}{\ln (1 + k)} \quad (9-1)$$

بنابراین، تعداد ذراتی که به انرژی های بیش تر از E شتاب گرفته اند برابر است با:

$$N(\geq E) \propto \Sigma (1 - P_{esc})^m = \frac{(1 - P_{esc})^n}{P_{esc}} \quad (10-1)$$

که در آن n از رابطه داده شده در فرمول قبلی به دست می آید. با قرار دادن n خواهیم داشت:

$$N(\geq E) \propto \frac{1}{P_{esc}} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\gamma} \quad (11-1)$$

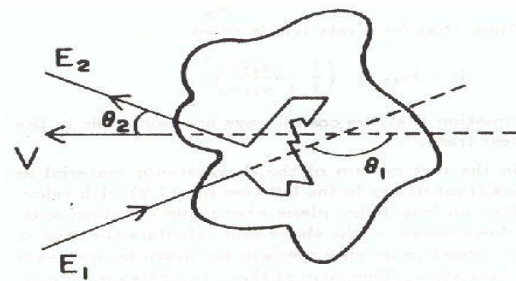
که در آن γ برابر است با:

$$\gamma = \ln\left(\frac{1}{1 - P_{esc}}\right) \ln(1 + k) \approx \frac{P_{esc}}{K} = \frac{1}{K} \frac{T_{cycle}}{T_{esc}} \quad (12-1)$$

در معادله بالا T_{cycle} ، زمان ویژه چرخه شتاب گیری و T_{esc} ، زمان ویژه فرار از ناحیه شتاب گیری هستند. نسبت این دو زمان، احتمال فرار در هر برخورد را در ناحیه شتاب گیری نشان می دهد. اگر فرآیند شتاب گیری در زمان t انجام شود، $n_{max} = \frac{t}{T_{cycle}}$ خواهد بود و در نتیجه داریم:

$$E \leq E_0 (1 + K)^{\frac{t}{T_{cycle}}} \quad (13-1)$$

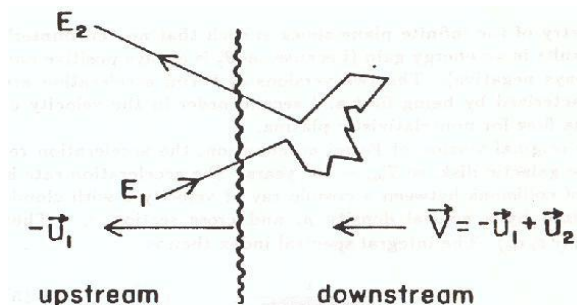
از این معادله دو نکته دریافت می شود. اولاً، ذرات با انرژی بیش تر از E_0 برای شتاب گیری زمان بیش تری لازم دارند. ثانیاً، اگر یک شتاب دهنده فرمی خاص، دارای یک حد زمانی بالا مثل T_A باشد، در این صورت می توان با بیشینه انرژی ای که هر ذره به دست می آورد، آن را تعیین کرد. برای این کار در معادله بالا به جای t مقدار T_A را قرار می دهیم، البته به شرطی که T_{cycle} مستقل از انرژی باشد.



شکل ۱-۲: شتاب دهی فرمی مرتبه اول به وسیله ابر پلاسمای در حال حرکت

در فرآیند شتاب دهی فرمی مرتبه اول، مطابق شکل ۱-۲، ذره باردار با زاویه θ_1 وارد پلاسمای در حال حرکت می شود و پس از چندین برخورد در داخل ابر، با زاویه θ_2 از آن خارج می شود. اگر ابر مولکولی با نسبت سرعت $\beta = V/c$ در حال حرکت باشد (V سرعت ابر مولکولی است)، آن گاه ضریب متوسط $K = \frac{\Delta E}{E}$ برابر $K = \frac{4}{3}\beta^2$ خواهد شد.

در فرآیند شتاب دهی مرتبه دوم، ذره باردار با زاویه θ_1 که با سرعت $\beta = V/c$ حرکت می کند، وارد جبهه موج ضربه می شود و با زاویه θ_2 از آن خارج می شود. در این جا جبهه با سرعت $-u_1$ حرکت می کند. گاز بعد از عبور موج ضربه، با سرعت نسبی u_2 از آن دور می شود. بنابراین موج ضربه در دستگاه آزمایشگاه با سرعت $V = -u_1 + u_2$ حرکت خواهد کرد. آن گاه ضریب متوسط $K = \frac{\Delta E}{E}$ برابر $K = \frac{4}{3}\beta$ خواهد شد.



شکل ۱-۳: شتاب دهی در جبهه موج ضربه

۶-۱ تعیین ترکیب جرمی پرتوهای کیهانی

از آن جایی که نوکلئون های هر عنصر بار منحصر به فردی دارد، برای تعیین ترکیب جرمی پرتوهای کیهانی به طور جداگانه بار هر یک از ذرات پرتوهای کیهانی اندازه گیری می شود. تعیین بار پرتوهای کیهانی به دو روش مستقل از هم صورت می گیرد:

الف) تعیین نسبت کاهش انرژی پرتوهای کیهانی در عبور از آشکارسازها، که این کاهش انرژی با

$$\left(\frac{\text{بار}}{\text{سرعت ذرات}}\right)^2 \text{ متناسب است.}$$

ب) تعیین سرعت یا یک حالت وابسته به آن که مستقل از کاهش انرژی است.

آشکارسازها برای این منظور به ۳ دسته تقسیم می شوند:

الف) آشکارسازهای ثبتي مثل : امولاسیون عكاسی^۳

ب) آشکارسازهای بصري مثل : اتاقک ابر^۴

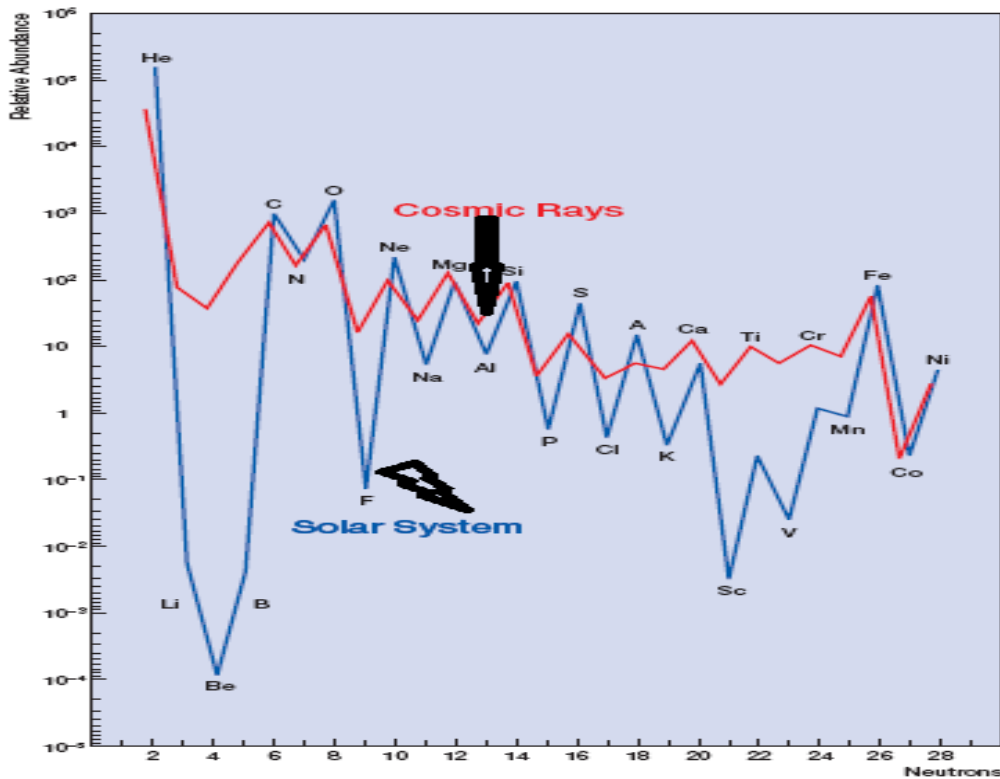
ج) آشکار سازهای الکترونیکی مثل : شمارنده های گایگر - مولر^۵

توسعه آشکارسازهای الکترونیکی با قدرت تفکیک پذیری بالا، اجازه تعیین ترکیب جرمی پرتوهای کیهانی با کیفیت بالاتر را می دهند و تفاوت های اساسی بین فراوانی ایزوتوپ های نئون، منیزیم و سیلیکون را نشان می دهند. پیشرفت در مدل سازی فرایندهای هسته ای در درون ستاره ها، به منجمین اجازه می دهد تا بیش تر این تفاوت ها را با ترکیبات هسته ای در یک ستاره که با فراوانی کربن، نیتروژن و اکسیژن سازگار است محاسبه کنند.

^۳ photographic emulsions

^۴ cloud chambers

^۵ Geiger-Muller counters



شکل ۱-۴: فراوانی نسبی He تا Ni در پرتوهای کیهانی و در منظومه شمسی [۴].

همان طور که در شکل نشان داده شده است در مورد عناصر پرتوهای کیهانی موجود در منظومه شمسی ما، استثنائاتی وجود دارد [۴]. هم طیف پرتوهای کیهانی ناشی از خورشید و هم طیف پرتوهای کیهانی کهکشانی اثرات زوج و فردی را نشان می دهند.

- هسته های زوج (Z زوج) فراوان تر از هسته های فردند.
- هسته های سنگین تر در پرتوهای کیهانی بیش تر از خورشید هستند.
- دو گروه عناصر Li، Be، B و گروه Ti، Mn، Sc در پرتوهای کیهانی بیش تر از خورشید هستند، زیرا امکان تولید این ذرات در اثر برخورد ذرات سنگین تر در محیط بین ستاره ای بیش تر و در نتیجه فراوان ترند.

تاریخچه زمانی پرتوهای کیهانی در ناحیه هاله و دیسک توسط ایزوتوپ های رادیواکتیو مانند Be، Al و Cl تعیین می شود. فراوانی ایزوتوپ های پرتوهای کیهانی کهکشان بسیار شبیه ترکیب ایزوتوپی گاز بین ستاره ای است. به طور کلی، ترکیب ایزوتوپی اطلاعات مهمی را در مورد منشاء شتاب و فرآیند انتقال پرتوهای کیهانی در کهکشان ما فراهم می کند.