مجلهٔ پژوهش فیزیک ایران، جلد ۳، شمارهٔ ۲، تابستان ۱۳۸۱

پیامدهای اختر فیزیکی ماده تاریک سرد

نعمت اله ریاضی
بخش فیزیک، دانشگاه شیراز

(دریافت مقاله: ۸۰/۲/۲ دریافت نسخه نهایی: ۸۱/۱/۲۱)

چکیده

شواهد تجربی متعددی برای وجود ماده تاریک (ماده‌ای که رؤیت نمی‌شود ولی اثر گرانشی خود را نشان می‌دهد) در عالم وجود دارد. احتمالاً بیش از ۹۰٪ کل ماده موجود در عالم به صورتی است که قابل مشاهده مستقیم نمی‌باشد. چنانچه این ماده تاریک از نوعی ذره بنیادی که اصطلاحاً "ویمپ" یا "کاسمیون" خوانده می‌شود تشکیل یافته باشد، مقداری از آن توسط خورشید و سایر ستارگان و حتی سیارات به دام می‌افتد. در این مقاله ضمن شرح پیشرفتهای اخیر در این موضوع، فراوانی این ذرات در خورشید (و ستارگان نظیر آن) و نیز ضریب هدایت گرمایی ناشی از وجود آنها با روشی تقریبی محاسبه و چگونگی تأثیر احتمالی آنها بر روند تحولی ستارگان به اختصار ذکر می‌شود.

واژه‌های کلیدی: ماده تاریک، ساختار ستارگان، انتقال حرارت

۱. مقدمه

با این که کشف اولین نشانه‌های وجود ماده تاریک در عالم به دهه ۱۹۲۰ برمی‌گردد، ولی از سال ۱۹۷۷ به بعد مشاهدات متعدد و مستقل از یکدیگر، فرض وجود مقادیر متنابهی از یک نوع ماده که نوری از خود منتشر نمی‌سازد و با ماده معمولی اندرکنش چندانی ندارد (بجز از طریق گرانش و احتمالاً اندرکنش هسته‌ای ضعیف) را به دفعات تایید نموده است. این ماده که عمدتا از طریق اثر گرانشی آن بر روی حرکت ستارگان در کهکشانها و حرکت کهکشانها در خوشه‌های کهکشان شناخته شده است، اصطلاحاً ماده تاریک[1] نامیده می‌شود. زاویکی [۱] نخستین کسی بود که با مطالعه دینامیک خوشه گیسو[2] به وجود جرم گمشده[3] یا همان ماده تاریک پی برد. پس از وی جرارد دوواکولر[4] نیز یکی دیگر از اختر فیزیکدانان سرشناس بود که خیلی زود به وجود این مسئله اشاره نمود. اکنون پس از گذشت بیش از دو دهه از شروع مطالعات جدی در این زمینه، هنوز ماهیت واقعی ماده تاریک شناخته نشده است. پیشنهادهای مختلفی از طرف فیزیکدانان و اخترشناسان در این زمینه ارائه شده که تنوع آنها قابل توجه است. از میان این پیشنهادها می‌توان به موارد زیر اشاره نمود: ستارگان بسیار کم جرم (کوتوله‌های قهوه‌ای)، حفره‌های سیاه، ریسمانهای کیهانی، نوترینوهای جرم‌دار و سایر ذرات بنیادی فرضی مثل فوتینو[5]، گراویتینو[6]،

1 . Dark Matter
2 . Coma Cluster
3 . Missing Mass
4 . G. de Vacouleurs
5 . Photino
6 . Gravitino

هیگزینو[1] و مگنینو[2] و ... . عده‌ای نیز پیشنهاد کرده‌اند که آنچه به عنوان ماده تاریک خوانده می‌شود، اثری است که ناشی از عدم صحت گرانش نیوتونی در مقیاسهای بزرگ و تخلف آن از قانون $1/r^2$ می‌باشد [۲]، بدون آنکه نیازی به وجود ماده تاریک باشد. ثابت کیهانشناسی Λ (یا انرژی نقطه صفر میدانهای کوانتمی) نیز می‌تواند تا حدودی نقش ماده تاریک را در مقیاس کیهانی ایفا کند.

از لحاظ نظری نیز دلایل جالبی برای وجود مقدار متنابهی ماده تاریک ارائه شده است. نظریه تورم پیش بینی می‌کند که چگالی متوسط ماده در عالم بایستی بسیار نزدیک به چگالی بحرانی (که طبق تعریف برابر با حداقل چگالی لازم برای "بسته" بودن جهان است) باشد. تولید هسته‌های سبک مثل دوتریوم و هلیوم در انفجار بزرگ، حد بالایی را برای چگالی ماده باریونی (یعنی ماده قابل مشاهده عالم که بیشتر جرم آن از پروتون و نوترون تشکیل یافته است) تعیین می‌کند. این حد بالا تقریباً یک‌صدم تا یک‌دهم چگالی بحرانی است. بنابراین ۹۰ تا ۹۹ درصد ماده موجود در عالم بایستی به صورت غیر باریونی باشد. وجود چنین ماده تاریکی در نظریه‌های مربوط به پیدایش کهکشانها و خوشه‌ها نیز ضروری به نظر می‌رسد.

چنانچه این ماده تاریک از ذرات بنیادی مثل نوترینوها ساخته شده باشد، با توجه به مشاهدات کیهانشناسی و اختر فیزیکی می‌توان قیدهایی را بر خواص این گونه ذرات استنتاج نمود. مثلاً این واقعیت که سن جهان حداقل ۱۰ میلیارد سال است ایجاب می‌کند که جرم چنین نوترینوهایی از ۱۰۰ الکترون ولت بیشتر یا از یک میلیارد الکترون ولت (GeV) کمتر نباشد. لی و واینبرگ [۳] نشان دادند که چنانچه لپتونی خنثی و پایدار باشد، جرم آن بایستی از ۵۰ eV کمتر یا از ۲ GeV بیشتر باشد. در غیر این صورت وجود آن با مشاهدات مربوط به پارامتر کند شوندگی، سن جهان و چگالی متوسط جهان متناقض خواهد بود. چنین محدودیتهایی از لحاظ فیزیک ذرات بنیادی بسیار حائز اهمیت است، زیرا رسیدن به آن از طریق آزمایشهای انجام شده در شتابدهنده‌ها کاری بسیار دشوار یا ناممکن می‌باشد. نوعی از ماده تاریک که از ذراتی با جرم کمتر از ۱ MeV تشکیل شده باشد، اصطلاحاً ماده تاریک گرم[3] و نوع دیگر که جرم آن از ۱ MeV بیشتر باشد ماده تاریک سرد[4] نامیده می‌شود. علت این نامگذاری در سرعت کاتوره‌ای ذرات در هنگام واجفتیدگی نهفته است. نوع خاصی از ماده تاریک که از ذرات بنیادی فرضی با جرم چند GeV تشکیل یافته و بجز گرانش تنها در اندرکنش هسته‌ای ضعیف شرکت می‌کند، اصطلاحاً ویمپ[5] خوانده می‌شود.

۲. ماده تاریک و فیزیک ذرات بنیادی

در چند دهه اخیر فیزیکدانان به این نتیجه مهم رسیده‌اند که از مشاهدات نجومی و کیهانشناسی نیز می‌توان اطلاعات باارزشی در مورد خصوصیات فیزیکی (نظیر جرم و نیمه عمر) برخی از ذرات بنیادی دست یافت. اهمیت اختر فیزیک و کیهانشناسی در نظریه‌های فیزیک ذرات بنیادی به حدی رسیده است که یک شاخه جدید تحت عنوان فیزیک آسترو ذره[6] به سرعت در حالت توسعه است.

برای آن که با چگونگی استفاده از مشاهدات نجومی برای استنتاج خواص بعضی از ذرات بنیادی آشنا شویم، به یک مثال ساده اکتفا می‌کنیم (این مثال به شکلهای مختلف در برخی از کتابهای کیهانشناسی ذکر شده است. به عنوان مثال رجوع کنید به کولینز و دیگران [٤]). بر طبق نظریه استاندارد کیهانشناسی، جهان از یک انفجار بزرگ اولیه انبساط خود را آغاز کرده است. در نخستین لحظات، جهان توده‌ای همگن و داغ از ذرات بنیادی مختلف در حالتی نزدیک به تعادل ترمودینامیکی بوده است. در تعادل ترمودینامیکی چگالی هر نوع ذره بنیادی از رابطه زیر به دست می‌آید [۵]:

$$\rho = \frac{g}{h^3}\int_0^\infty \frac{(E/c^2)\,4\pi p^2 dp}{e^{E/kT}\pm 1} \qquad (1)$$

در این رابطه ρ بیانگر جرم معادل انرژی در واحد حجم و علامت $\pm$ با توجه به توزیع فرمی-دیراک (+) یا توزیع بوز-اینشتین (−) می‌باشد. پس از تغییر متغیرهای $\theta = \frac{kT}{mc^2}$ و

1. Higgsino
2 . Magnino
3. Hot Dark Matter
4. Cold Dark Matter
5. Weakly Interacting Massive Particles
6. Astro-particle Physics

$x=\frac{E}{kT}$ و استفاده از رابطه نسبیتی $E^2=p^2c^2+m^2c^4$ خواهیم داشت:

$$\rho=\frac{gk^3T^3}{2\pi^2c^3\hbar^3}I_{\pm(\theta)} \qquad (2)$$

که در آن

$$I_{\pm(\theta)}=\int_{1/\theta}^{\infty}\frac{x^2(x^2-\theta^{-2})^{\frac{1}{2}}}{e^x\pm 1}dx$$

در روابط بالا g وزن آماری یا تعداد حالتهای اسپینی ذره است که برای نوترینوها برابر با ۱ و برای ذراتی مثل الکترون و فوتون برابر با ۲ است. برای حالتی که گاز کاملاً نسبیتی باشد ($\theta>>1$)، $I_+=\frac{7\pi^4}{120}$ برای فرمیونها و $I_-=\frac{\pi^4}{15}$ برای بوزنها است. برای مثال با استفاده از روابط بالا برای فوتونها به رابطه مشهور تشعشع جسم سیاه $\rho c^2=aT^4$ می‌رسیم که a ثابت تابش می‌باشد.

مطالب فوق برای دستگاهی است که در حال تعادل ترمودینامیکی باشد. مسلماً جهان در حال انبساط را نمی‌توان یک دستگاه در حال تعادل ترمودینامیکی کامل دانست. ولی با این وجود، معادله (۲) برای هر نوع ذره بنیادی، در صورتی که میانگین زمان پویش آزاد ذرات از مقیاس زمانی کیهانی $\dot{R}/R$ بسیار کمتر باشد (در این رابطه R ضریب مقیاس کیهانی و $\dot{R}$ مشتق زمانی آن است) قابل استفاده است. با انبساط جهان دما کاهش می‌یابد. در ثانیه‌های اول انفجار بزرگ، نحوه تغییر دما با زمان به صورت $T\approx\frac{1/0\times10^{10}\ ^\circ K}{t^{\frac{1}{2}}}$ است که T دما برحسب درجه کلوین و t زمان برحسب ثانیه می‌باشد. لذا هر چه زمان به لحظه انفجار بزرگ t=۰ نزدیکتر باشد، دما بالاتر بوده و امکان وجود ذرات سنگینتر به صورت زوج ذره-پاد ذره در تعادل ترمودینامیکی بیشتر فراهم است. با کاهش دمای عالم بر اثر انبساط، دو حالت زیر ممکن است رخ دهد: حالت اول اینکه دما از mc^2/k در حالی کمتر شود که ذره هنوز در تعادل گرمایی است. در این صورت پس از کمتر شدن دما از mc^2/k، تعداد این ذرات بر اثر نابودی ذره-پاد ذره بسیار کاهش می‌یابد و مشروط بر اینکه تعداد ذرات از ابتدا دقیقاً برابر با تعداد پاد ذرات باشد، بعد از آن اندکی از این ذرات باقی خواهد ماند. حالت دوم این است که قبل از کمتر شدن دما از mc^2/k، این ذرات از تعادل گرمایی با سایر ذرات خارج شوند و یک گاز بدون برخورد را به وجود آورند. در این صورت با انبساط عالم، تعداد آنها در واحد حجم هم-حرکت چندان کاهش نخواهد یافت و اصطلاحاً "منجمد" خواهد گشت. در مورد نوترینوهایی که جرم آنها از MeV ۱ خیلی کمتر باشد (مثلاً نوترینوی الکترونی ν_e)، حالت دوم رخ می‌دهد. از این رو در حال حاضر، تعداد این نوترینوها که از انفجار بزرگ باقی مانده‌اند بایستی بسیار زیاد باشد. این نوترینوها همانند فوتونهای باقی مانده از انفجار بزرگ دارای یک طیف حرارتی هستند. می‌توان نشان داد که دمای این نوترینوها تقریباً ۲ درجه کلوین (در مقایسه با دمای ۲/۷ درجه کلوین برای فوتونها) است [٦]. چنانچه این نوترینوها جرمی در حدود چند الکترون ولت داشته باشند، در زمان حاضر کاملاً غیر نسبیتی خواهند بود و $\rho=m_\nu N_\nu$ که N_ν تعداد نوترینوها در واحد حجم است:

$$N_\nu=\frac{3\zeta(3)}{4\pi^2}g_\nu\frac{k^3T^3}{\hbar^3c^3}=54/5\ cm^{-3}$$

در این رابطه $\zeta(3)$ تابع زتای ریمان است. دقت کنید که به علت عدم وجود تعادل گرمایی، نمی‌توان از فرمول (۲) در تقریب غیر نسبیتی استفاده کرد. بنابراین:

$$\rho_\nu\approx 9/7\times10^{-34}\frac{m_\nu}{1eV}g/cm^3 \qquad (3)$$

که در این رابطه m_ν جرم نوترینو برحسب الکترون ولت می‌باشد.

در این مرحله می‌توانیم نتیجه مهم زیر که از ابتدا به دنبال آن بودیم را به دست آوریم. مسلماً چگالی نوترینوها در زمان حاضر نمی‌تواند از چگالی بحرانی عالم بیشتر باشد (شواهد کیهانشناسی و سن کیهان این را ایجاب می‌کند). بنابراین از آنجا که چگالی بحرانی طبق تعریف

$$\rho_{crit}\equiv\frac{3H_0^2}{8\pi G}=4/7\times10^{-30}h^2\ g/cm^3 \qquad (4)$$

است که در آن H_0 ثابت هابل و $h=\frac{H_0}{50\ kms^{-1}Mpc^{-1}}$ ضریب بدون بعد از مرتبه یک می‌باشد، حد بالای زیر برای جرم نوترینو به دست می‌آید:

$$m_\nu<48/5h^2\ eV/c^2 \qquad (5)$$

با این مثال ساده، اهمیت کیهانشناسی در رابطه با فیزیک ذرات بنیادی به خوبی آشکار می‌شود. محدودیت فوق تنها برای نوترینوهای سبک که جرم آنها از MeV ۱ کمتر باشد، صادق می‌باشد. در حالی که جرم سکون ذره از MeV ۱ بیشتر باشد، می‌توان نشان داد که چگالی کنونی چنین خواهد بود:

$$\rho \cong \frac{۷\times۱۰^{-۲۹}}{m^{۳}}\ g/cm^{۳} \qquad (۶)$$

که در اینجا m جرم ذره برحسب GeV است. در این صورت با توجه به شرط $\rho<\rho_{crit}$ به نتیجه مهم زیر می‌رسیم:

$$m > ۲/۵h^{-\frac{۲}{۳}}\ \frac{GeV}{c^{۲}} \qquad (۷)$$

بنابراین از لحاظ نظری و در چارچوب نظریه استاندارد کیهانشناسی این امکان وجود دارد که قسمت عمده‌ای از ماده موجود در عالم به صورت نوترینوهای سبک (با جرم چند ده الکترون ولت) یا ذرات برهمکنش کننده ضعیف با جرم چند GeV باشد. شواهد کیهانشناسی وجود نوترینویی پایدار با جرم مثلاً KeV ۱ را منتفی می‌سازد.

در بقیه این مقاله ما این گونه فرض می‌کنیم که ماده تاریک عالم از ذرات بنیادی خنثی با جرم تقریباً GeV ۵ تشکیل یافته است. به عقیده بسیاری، ویمپ همان نوترالینو یعنی ترکیبی از ذرات ابر تقارنی فوتینو، زینو و هیگزینو است [۷]. چنانچه ویمپها به صورت زوجهای ذره پاد-ذره باشند، نابودی آنان در هاله کهکشانها ضمن برهمکنش با میدان مغناطیسی کهکشان منجر به تابش امواج مایکروویو خواهد شد که در طیف رادیویی زمینه قابل تشخیص خواهد بود [۸].

۳. ویمپها و ساختار ستارگان

چنانچه ماده تاریک عمدتاً از ویمپهایی با جرم در حدود $GeV/c^{۲}$ ۵ تشکیل شده باشد و هاله تاریک کهکشانها نیز از جنس همین ماده باشد، این امکان وجود دارد که مقداری از این ماده توسط ستارگان به دام بیفتد و در هسته آنها تجمع یابد. در این بخش از مقاله تعداد ذرات به دام افتاده در داخل خورشید در طول عمر این ستاره (٤/٦ میلیارد سال) را به دست می‌آوریم (محاسبه تعداد ویمپهای درون خورشید قبلاً با استفاده از روشهای تفصیلی انجام گرفته است [۹]). در این بخش ما با روش ساده‌تر نتایجی را استخراج می‌کنیم که در حد تقریبهای به کار رفته با نتایج فوق سازگار می‌باشد.

بر طبق داده‌های مشاهده‌ای چگالی ماده تاریک در محل خورشید تقریباً برابر با $۰/۰۱\ M_s/pc^{۳}$ که M_s=جرم خورشید است [۱۰]. اگر این ماده تاریک از ذراتی با جرم $۵m_p$ که m_p=جرم پروتون=$۹۳۸MeV/c^{۲}$ تشکیل شده باشد، تعداد آنها در هر متر مکعب تقریباً $۱۰^{۵}$ خواهد بود. با استفاده از قضیه ویریال می‌توان نشان داد که سرعت متوسط حرکت این ذرات چیزی در حدود ۳۰۰ km/s است که بیشتر از سرعت گردش خورشید به دور مرکز کهکشان راه شیری (۲۲۰ km/s) است. تعدادی از این ذرات ضمن عبور از درون خورشید، با هسته اتمها برخورد کرده، مقداری از انرژی خود را از دست می‌دهند و به دام جاذبه گرانشی خورشید می‌افتند. تجمع این گونه ذرات در مرکز خورشید (و سایر ستارگان) رفته رفته افزایش می‌یابد، تا جایی که اثرات قابل توجهی بر روی ساختمان و خصوصیات خورشید می‌گذارد. با این که خواهیم دید که فراوانی نسبی این ذرات در مرکز خورشید کمتر از $۱۰^{-۱۱}$ برآورد می‌شود، بر انتقال حرارت از مرکز خورشید تأثیر قابل توجهی می‌گذارند.

برای محاسبه فراوانی این ذرات، فرض کنید چگالی آنها در اطراف خورشید ρ_W و سرعت متوسط این ذرات در خورشید $\langle v_W\rangle$ باشد. سرعت متوسط ویمپها در سطح خورشید با سرعت متوسط آنها در مکانی دور از اثرات گرانشی خورشید ($\bar{v}_W$) از طریق رابطه زیر ارتباط پیدا می‌کند:

$$\frac{۱}{۲}\langle v_W\rangle^{۲} \approx \frac{۱}{۲}\bar{v}_W^{۲} + \frac{GM_s}{R_s} \qquad (۸)$$

همان طور که قبلاً نیز اشاره شد، $\bar{v}_W \approx ۳۰۰ km/s$، در حالی که سرعت فرار از سطح خورشید برابر با ٦/٨ km/s می‌باشد. بنابراین از رابطه (۸) نتیجه می‌شود که $\langle v_W\rangle \approx ۱/۱ v_e$. اگر σ سطح مقطع برخورد ویمپ با پروتون باشد، خواهیم داشت:

$$\text{میانگین پویش آزاد ویمپها}\quad l_W = \frac{۱}{n_p\sigma}$$
$$\text{میانگین زمان آزاد ویمپها}\quad \tau_W = \frac{l_W}{\langle v_W\rangle} \qquad (۹)$$

در روابط فوق n_p = تعداد پروتونها در واحد حجم می‌باشد. تعداد برخوردهای بین ویمپها و پروتونهای خورشید در واحد زمان برابر خواهد بود با:

$$\frac{n_W}{\tau_W} = n_p n_W \langle v_{rel}\rangle \sigma \qquad (۱۰)$$

در این جا σ ثابت و مستقل از v_{rel} فرض شده است. $<v_{rel}>$ میانگین سرعت نسبی ویمپها و پروتونهای خورشید است. می‌توان ثابت کرد که میانگین سرعت نسبی دو گاز ماکسولی که سرعت میانگین هر کدام $<v_p>$ و $<v_W>$ است از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$< v_{rel} >^2 =< v_p >^2 + < v_W >^2 \qquad (11)$$

با توجه به رابطه سرعت و دما $(\frac{1}{2} m < v^2 >= \frac{3}{2} kT)$ و با توجه به این که $< v^2 > = \frac{8}{3\pi} < v >^2$، خواهیم داشت:

$$< v_p >= \left(\frac{8kT_p}{\pi m_p} \right)^{\frac{1}{2}} \qquad (12)$$

که $<v_p>$ سرعت متوسط پروتونها در خورشید و T_p دمای موضعی خورشید است. با توجه به دمای متوسط خورشید $(\overline{T} \approx 10^{7} K)$ و $<v_p> \approx 500 km/s$

$$\frac{4\pi}{3} R_s^3 n_p n_W < V_{rel} > \sigma \approx 1/4 \frac{M_s}{m_p} \overline{n_W v_e \sigma} \qquad (13)$$

در این رابطه کمیت زیر خط افقی، معرف مقدار متوسط آن در خورشید است، هر کدام از کمیات n_p، n_W و $<v_{rel}>$ بستگی به فاصله تا مرکز خورشید دارند. در مرکز خورشید $<v_{rel}>$ تقریباً ۲/۵ برابر مقدار آن در سطح خورشید است و n_W بستگی ضعیفی به فاصله تا مرکز خورشید دارد. لذا به نظر می‌رسد که تقریب فوق در چارچوب محاسبه تقریبی ما قابل قبول باشد.

کمیت α برابر است با متوسط احتمال این که یک ویمپ بر اثر برخورد با یک پروتون خورشید آن قدر انرژی از دست بدهد که به دام جاذبه خورشید بیفتد. بدیهی است که $0<\alpha<1$، در این صورت تعداد ویمپهای به دام افتاده در واحد زمان چنین خواهد بود:

$$\text{سرعت به دام‌اندازی} \approx 1/4\alpha \frac{M_s}{m_p} \overline{n_W v_e \sigma} \qquad (14)$$

پس از گذشت ۴/۶ میلیارد سال (سن خورشید) فراوانی این ذرات در خورشید برابر خواهد بود با:

= فراوانی ویمپها در خورشید

$$1/1 \times 10^{-9} \alpha \left(\frac{\rho_W}{1 M_s / pc^3} \right) \frac{v_e}{\overline{v}_W} \frac{\sigma}{\sigma_{crit}} \frac{m_p}{m_W} \qquad (15)$$

در رابطه فوق σ_{crit} سطح مقطع بحرانی است:

$$\sigma_{crit} \equiv \frac{m_p}{M_s} R^2 = 4 \times 10^{-36} \ cm^2$$

وجود ویمپها در مرکز خورشید (و سایر ستارگان) زمانی اهمیت خواهد یافت که بتواند در انتقال حرارت سهم عمده‌ای داشته باشد. برای این که سهم ویمپها را در این فرایند بدانیم، بایستی ضریب هدایتی ویمپها را محاسبه نموده و با ضریب هدایت ماده خورشید مقایسه کنیم. ضریب هدایت حرارت ویمپها را با یک استدلال ساده از قبیل آنچه در تئوری جنبشی گازها مورد استفاده قرار می‌گیرد می‌توان به دست آورد:

یک المان حجمی از گاز خورشید با سطح مقطع واحد و طول l_W (= مسافت آزاد میانگین ویمپها) را در نظر بگیرید. فرض کنید دما و بنابراین سرعت متوسط حرکت اتمهای گاز تابع مختصه x بوده و در جهت x کاهش یابد. ضریب انتقال حرارتی از رابطه زیر تعریف می‌شود:

$$F = -\lambda \frac{dT}{dx} \qquad (16)$$

که F شار گرما در جهت x در واحد سطح در واحد زمان است. فرض می‌کنیم تعداد ویمپها در واحد حجم n_W و دمای آنها برابر با دمای موضعی گاز باشد. در این صورت هنگامی که یک ویمپ به نقطه $x+l_W$ می‌رسد، ضمن برخورد با یک اتم گاز در این نقطه، انرژی ε را به آن منتقل می‌سازد، زیرا سرعت متوسط اتمهای گاز در $x+l_W$ از سرعت متوسط آنها در x کمتر است:

$$\overline{v}^2_{(x+l_W)} \approx \overline{v}^2_{(x)} + l_W \frac{d}{dx} (\overline{v}^2_{(x)}) \qquad (17)$$

مقدار انرژی منتقل شده به اتم گاز (ε) کسری از مقدار افت انرژی متوسط اتمها در فاصله l_W است:

$$\varepsilon = \beta m_p \frac{d\overline{v}^2_{(x)}}{dx} l_W \qquad (18)$$

که β ضریب بدون بعدی از مرتبه ۱ می‌باشد. بنابراین شار انرژی از واحد سطح در جهت x برابر خواهد بود با:

$$|F| \approx \frac{1}{3} n_W \overline{v}_W \varepsilon = \frac{1}{3} \beta m_p n_W \overline{v}_W l_W \frac{d\overline{v}^2}{dn} \qquad (19)$$

از آنجا که $\overline{v}^2 = 8kT/\pi m_p$ است، خواهیم داشت:

$$F \approx \frac{8\beta}{3\pi} n_W \overline{v}_W k l_W \frac{dT}{dx} \qquad (20)$$

با مقایسه این رابطه با رابطه (۱۶)، ضریب هدایت گرمایی ویمپها به دست می‌آید:

$$\lambda_W \approx \frac{8\beta}{3\pi} n_W \overline{v}_W k l_W \qquad (21)$$

که در نوشتن این رابطه از رابطه (۹) نیز استفاده شده است. برای مقایسه، رایف [۱۱] ضریب هدایت گرمایی در تقریب

زمان تسکین (Relaxation Time) را برابر با $\frac{5}{6}\frac{nkl^2}{\tau}$ ارائه می‌دهد.

با توجه به فراوانی ویمپها در خورشید که از رابطه (۱۵) به دست می‌آید، برای سطح مقطع ایده‌آل $\sigma=\sigma_{crit}$ ، از رابطه (۲۱) این نتیجه حاصل می‌شود که ضریب هدایت گرمایی ویمپها به مراتب از ضریب هدایت گرمایی گاز در مرکز خورشید بیشتر است. بنابراین چنانچه ویمپهایی با جرم تقریباً ۵ برابر جرم پروتون و سطح مقطع تقریباً $10^{-36}\ cm^2$، ماده تاریک هاله کهکشانها را تشکیل دهند، تجمع آنها در مرکز خورشید و سایر ستارگان شبیه به آن (ستارگان رشته اصلی)، می‌تواند اثرات مهمی بر انتقال حرارت و در نتیجه بر ساختمان و تحول آنها داشته باشد. بررسی دقیق این تاثیرات تنها با استفاده از حل مدلهای ستاره‌ای به کمک کامپیوتر و با در نظر گرفتن ضریب هدایت گرمایی ویمپها که به ضریب هدایت گرمایی گاز کمک می‌کند امکان‌پذیر است [۱۲].

٤. نتیجه‌گیری

چنانچه ماده تاریک هاله کهکشان از ویمپهایی با خصوصیات ذکر شده در این مقاله تشکیل شده باشد، انتظار می‌رود که ستارگان‌مقداری از آنها را جذب نموده، روند تحولی آنها تحت تأثیر قرار گیرد. بنابراین شاید بتوان اثرات مربوط به ویمپها را با مطالعه نمودار هر تسپرونگ-راسل این خوشه‌ها آشکار نمود. ویمپها به علت داشتن ضریب هدایت گرمایی فوق‌العاده زیاد قادرند روند تحول ستارگان را سریعتر نموده، سن برآورد شده آنها را کاهش دهند.

مکانیزم انتقال حرارتی فوق‌العاده مؤثر ویمپها برای حل مسئله نوترینوی خورشید نیز پیشنهاد شده است [۱۳]. بر طبق اندازه‌گیریهای دیویس [١٤] تعداد نوترینوهای آشکار شده در مخزن ^{37}Cl وی تنها ۲/۱ واحد نوترینوی خورشید (SNU) می‌باشد، حال آنکه نظریه استاندارد، مقدار ۷/٦ SNU را پیش بینی می‌کند. مجموع نتایج حاصله در طی ۲۵ سال شمار اندازه‌گیری شده ۲/۵۵±۰/۱۷SNU را نشان می‌دهند [۱۵]. هر واحد نوترنیوی خورشیدی برابر با 10^{-36} برهمکنش بر نوکلئون بر ثانیه است. آشکارساز دیویس بیشتر به نوترینوهای حاصل از تلاشی ^8B که حداکثر انرژی آنها تقریباً ١٤ MeV می‌باشد، حساسند. وجود ویمپها در هسته خورشید باعث می‌شود که دمای مرکز خورشید ۱۰ الی ۲۰ درصد کاهش یابد و در نتیجه شار نوترینوهای الکترونی نیز تا حد قابل قبولی افت پیدا کند. البته این تنها راه حل ارائه شده نیست بلکه راه حلهای دیگری از قبیل نوسانات نوترینو [١٦] نیز پیشنهاد شده است.

جالب توجه است که جدایی فرکانسهای مود p نیز که یک مسئله دیگر خورشیدی است، با فرض ویمپهایی به جرم $٤m_p \le m_w \le ٨m_p$ قابل توجیه است [۹].

آیا ویمپها واقعاً وجود دارند یا این فرضیه نیز همچون بسیاری از فرضیه‌های ناکام دیگر پس از مدتی به دست فراموشی سپرده می‌شود؟ برای رسیدن به یک پاسخ قطعی برای این سؤال بایستی تا اعلام نتایج حاصل از آشکارسازهای دمای پایین صبر نمود.

مراجع

1. F Zwicky, Helv. Phys. Acta. **6** (1933) 110.
2. M Milgrom, Ap. J. **306** (1986) 9.
3. B W Lee and S Weinberg, *Phys. Rev. Lett*. **39** (1977) 165.
4. P D B Collins, A D Martin, and E J Squires, *Particle Physics and Cosmology*, Wiley, New York, (1989).
5. L D Landau, and E M Lifshitz, Statistical Physics, Eng. Pergamon Press, Osford (1970).
6. S Weinberg, Gravitation and Cosmology, Wiley, New York (1972).
7. G Jungman, M Kamionkowski, and K Griest, Phys. Rep. **267**(1996) 195.
8. P Blasi, A V Olinto, and C Tayler, astro-ph/0202049v2 (2002).
9. D N Spergel, and J Faulkner, Ap. J. **331** (1988) L21.
10. V Trimble, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **25** (1987) 425.
11. F Reif, Fundamentals of Statistical and Thermal Physics, New York, McGraw Hill, (1965) 513.
12. N Riazi, Mon. Not. R. Astron. Soc. **248** (1992) 555.
13. R L Gilliland, and J Faulkner, Ap. J. **306**(1986) 703.
14. J N Bahall, and R J Davis, *in Essays in Nuclear Astrophysics*, ed. C A Barnes et. al. Cambridge Univ. Press (1982).
15. W C Haxton, Ann. Rev. Astron. Ap. **33** (1995) 459.
16. S P Mikheyev, and A Yu Smirnow, Sov. J. Nucl. Phys. **42**(1985) 913.