مجلهٔ پژوهش فیزیک ایران، جلد ۱، شمارهٔ ۱، زمستان ۱۳۷۴

مجلهٔ پژوهش فیزیک ایران

جهان متقارن نسبت به ماده و پادماده، و شارگامای زمینه

محمد خرمی

گروه فیزیک دانشگاه تهران

مرکز تحقیقات فیزیک نظری و ریاضیات

مرکز تحصیلات تکمیلی در علوم پایه، گاوه زنگ زنجان

تاریخ دریافت: ۲۵ اردیبهشت ۱۳۷۴ *دریافت نسخهٔ نهایی: ۳۰ مرداد ۱۳۷۴*

چکیده

در این مقاله، جهان متقارن نسبت به ماده و پادماده، به شکلی که در آن بلوکهای ماده و پادماده جدا از هم باشند، بررسی می‌شود. نشان داده می‌شود که شارگامای حاصل از برخورد ماده - پادماده در مرز بلوکها فقط درصورتی با مقدار مشاهده شده سازگار است، که اندازهٔ این بلوکها خیلی بیشتر از اندازهٔ افق باشد.

مقدمه

این مسئله که آیا جهان فقط از ماده ساخته شده است یا نسبت به ماده و پادماده متقارن است، سابقه‌ای طولانی دارد. مشاهدات روزمره نشان می‌دهد که بخشی از عالم که در اطراف ماست، تقریباً به طور کامل مادی است. از طرف دیگر، اگر عدم تقارنی بین ماده و پادماده وجود داشته باشد، این عدم تقارن باید از جایی ناشی شود. این دو موضوع منشأ دو رشته تلاش مختلف شده است، یکی در این جهت که جهان را متقارن فرض کنیم و ضمن بررسی نتایج تجربی این تقارن سعی کنیم این مشاهده را که بخشی از عالم که در اطراف ماست مادی است توجیه کنیم [۱-۵].

دستهٔ دیگر در این جهت که شرایط لازم برای ایجاد عدم تقارن بین ماده و پادماده را بررسی کنیم. یکی از کارهای مهم در این دسته، کار ساخارف [۶] است که شرایط زیر را برای ایجاد عدم تقارن لازم می‌داند. ۱) نقض پایستگی عدد باریونی، ۲) نقض پایستگی C و CP، و ۳) قرارگرفتن در شرایط عدم تعادل گرمایی.

یکی از مسائلی که در جهان متقارن وجود دارد، برهم‌کنش باریونها و پادباریونها با هم است، که منجربه نابودی آنها و ایجاد پرتو گاما می‌شود. اگر پاد باریونها به‌طور یکنواخت در جهان پخش شده باشند، قاعدتاً باید به سرعت نابود شوند. یک راه حل برای این موضوع آن است که فرض کنیم ماده و پادماده در بلوکهایی به اندازهٔ l از هم جدا شده‌اند. پیش از این چنین مدلهایی را بررسی کرده‌اند. از جمله معلوم شده است که در این صورت، بر اثر نابودی ماده و پادماده در مرز این بلوکها نوعی کشش سطحی ایجاد می‌شود [۷].

هدف این مقاله محاسبهٔ شارگامای حاصل از نابودی ماده - پادماده در مرز بلوکهاست. خواهیم دید که این شار خیلی بیشتر از مقدار مشاهده شده است. در واقع خواهیم دید که شار حاصل از این نابودی فقط در صورتی با مقدار مشاهده شده سازگاز است که اندازهٔ بلوکهای ماده و پادماده بسیار بیشتر از اندازهٔ افق باشد. این محاسبهٔ نسبتاً ساده می‌تواند شاهدی بر این مدعی باشد که در جهان ما ماده واقعاً بر پادماده برتری دارد.

شارگامای حاصل از نابودی زوج ماده ـ پادماده

فرض کنید ماده و پادماده، هریک به‌طور جداگانه، در مکعبهایی به ضلع l قرار داشته باشند. در این صورت، در لایه‌ای از ناحیهٔ مرزی دو مکعب مجاور، ماده و پادماده با هم ترکیب می‌شوند و از بین می‌روند. اگر خود را فقط به گامای پر انرژی (در حدود GeV یا بیشتر) محدود کنیم می‌توانیم فقط برهم‌کنش پروتونها و پادپروتونها را در نظر بگیریم (انرژی فوتونهای حاصل از برهم‌کنش الکترون و پادالکترون در حد Mev است). در این صورت، تعداد رویدادها بر واحد زمان بر واحد حجم برابر است با

$$r=\sigma_{p\bar{p}}\, n_p j_{\bar{p}} =\sigma_{p\bar{p}}\, n_p\, n_{\bar{p}} v \qquad (۱)$$

که در آن n چگالی ذرات، σ مقطع موثر، و v سرعت نسبی دو ذره است. تعداد کل رویدادها بر واحد زمان برابر است با همین عدد در حجم مؤثر (حجمی که برخورد در آن انجام می‌شود):

$$R=rV_{eff} \qquad (۲)$$

حجم مؤثر کسری از حجم افق است:

$$V_{eff}=V_h f\left(\frac{\lambda}{l}\right) \qquad (۳)$$

که در آن λ طول پویش آزاد میانگین ذرات، و f تابعی است که نسبت حجم یک لایهٔ خارجی به ضخامت λ از مکعبی به ضلع l، به حجم کل مکعب را به دست می‌دهد. دیده می‌شود که

$$f\left(\frac{\lambda}{l}\right)=c\frac{\lambda}{l} \qquad (۴)$$

که در آن c عددی بین ۶ (در حد $a\to 0$) و ۲ (در حد $\lambda=\frac{l}{2}$) است. نتیجه می‌شود که

$$R=c\sigma_{p\bar{p}}\, n_p\, n_{\bar{p}}\frac{\lambda v}{l}V_h \qquad (۵)$$

شاری که ما دریافت می‌کنیم برابر است با همین عدد بخش بر سطح افق:

$$j=c\sigma_{p\bar{p}}\, n_p\, n_{\bar{p}}\frac{\lambda v}{l}\frac{V_h}{A_h}$$

$$=c\sigma_{p\bar{p}}\, n_p\, n_{\bar{p}}\frac{\lambda v L_h}{l} \qquad (۶)$$

که در آن L_h اندازهٔ افق است. از طرف دیگر طول پویش آزاد میانگین پروتون در میان پروتونها (یا پادپروتون در میان پادپروتونها) برابر است با

$$\lambda=\frac{1}{n_p\sigma_{pp}}=\frac{1}{n_{\bar{p}}\sigma_{\bar{p}\,\bar{p}}} \qquad (۷)$$

از اینجا نتیجه می‌شود که

$$\frac{l}{L_h}=c\frac{n_p v}{j}\frac{\sigma_{p\bar{p}}}{\sigma_{pp}} \qquad (۸)$$

یا

$$\frac{l}{L_h}=c\,\frac{\rho v}{J}\frac{\sigma_{p\bar{p}}}{\sigma_{pp}} \qquad (۹)$$

که در آن ρ چگالی انرژی و J شار انرژی است. سرعت ذرات از روی دمای آنها به‌دست می‌آید:

$$v=\sqrt{\frac{2kT}{M}} \;\Rightarrow\; \frac{l}{L_h}=2c\,\frac{\rho\sqrt{2kT/M}}{J}\frac{\sigma_{p\bar{p}}}{\sigma_{pp}} \qquad (۱۰)$$

در این رابطه M جرم پروتون و T دمای پروتونها و پادپروتونهاست. کمیتهای رابطهٔ بالا را می‌توان برحسب چگالی بحرانی ρ_c و دمای تابش زمینهٔ کیهانی T_B نوشت. می‌دانیم:

$$\rho_c\sim 10^{-29}\frac{g}{cm^3}\sim 10\frac{GeV}{m^3} \qquad (۱۱)$$

و

$$T_B\sim 3K\Rightarrow\sqrt{\frac{2KT_B}{M}}\sim 200\,m/s\sim 10^{-6} \qquad (۱۲)$$

از اینجا نتیجه می‌شود که

$$\frac{l}{L_h}=c'\alpha_B\sqrt{\frac{T}{T_B}}\frac{\sigma_{p\bar{p}}}{\sigma_{pp}}\frac{10^4\,GeV/(m^2 s)}{J} \qquad (۱۳)$$

در این رابطه c' عددی از مرتبهٔ بزرگی یک است و

$$\alpha_B=\frac{\rho}{\rho_c} \qquad (۱۴)$$

اکنون توجه کنید که

$$\alpha_B\geq 0/01 \qquad \frac{T}{T_B}\geq 1 \qquad \frac{\sigma_{p\bar{p}}}{\sigma_{pp}}\gg 1 \qquad (۱۵)$$

از اینجا نتیجه می‌شود که

$$\frac{l}{L_h}\gg\frac{10^2\,GeV/(m^2 s)}{J} \qquad (۱۶)$$

در اینجا یک نکتهٔ دیگر را هم باید بررسی کرد و آن این است که چه کسری از فوتونهای تولیدشده به آشکارسازهای ما می‌رسد. اگر طول پویش آزاد میانگین فوتون بیش از طول افق باشد، همهٔ فوتونها به آشکارساز (خارج جو) می‌رسند. در غیر این صورت، فقط فوتونهایی که در فاصلهٔ طول پویش آزاد میانگین از آشکارساز قرار دارند به آن می‌رسند. می‌دانیم که

$$\lambda_\gamma = \frac{1}{n\sigma} \qquad (۱۷)$$

که در آن λ_γ طول پویش آزاد میانگین فوتون، n تعداد اهداف پراکنندهٔ فوتون، و σ مقطع مؤثر برخورد است. مهمترین ذرهٔ پراکنندهٔ فوتون الکترون است. برای الکترون:

$$\sigma < \sigma_{Th} \sim ۱۰^{-۲۸} m^۲ \qquad (۱۸)$$

و

$$n = n_p < \frac{۱۰^{-۲۹} gcm^{-۳}}{۱ g/N_A} \sim ۱۰^{-۶} cm^{-۳} = m^{-۳} \qquad (۱۹)$$

که در آن N_A عدد آووگادرو است. از اینجا نتیجه می‌شود که

$$\lambda_\gamma > ۱۰^{۲۸} m = ۱۰^{۱۲} Ly \qquad (۲۰)$$

این عدد دو مرتبهٔ بزرگی بیش از طول افق است. پس همهٔ فوتونها به آشکارساز می‌رسند.

سرانجام، در رابطهٔ (۱۶) باید اثر انتقال به سرخ را هم درنظر بگیریم. به جای این کار می‌توانیم خود را به فوتونهایی محدود کنیم که حداقل در حدود GeV ۰٫۵ انرژی داشته باشند؛ این متناظر با محدودیت $z < ۲ + ۱$ است (z انتقال به سرخ گرانشی است). در دورهٔ غلبهٔ ماده داریم:

$$۱ + z = \left(\frac{t_۰}{t}\right)^{\frac{۲}{۳}} \qquad (۲۱)$$

پس با این کار خود را به زمانهای زیر محدود می‌کنیم

$$t > ۰٫۳۵ t_۰ \qquad (۲۲)$$

این کار تقریباً معادل آن است که فقط فوتونهایی را بررسی کنیم که در فاصلهٔ L_h (۰٫۳۵ − ۱) از ما تولید شده‌اند. چون مقدار z کوچک است، وارد کردن آن عملاً رابطهٔ مرتبهٔ بزرگی (۱۶) را تغییر نمی‌دهد. پس رابطهٔ (۱۶) هنوز هم درست است. ضمناً روشن است که با این محدودیت روی z، فقط فوتونهای پس از بازترکیب را آشکار می‌کنیم، یعنی فوتونهایی که هنگام تولیدشان عالم برای آنها شفاف بوده است.

از سوی دیگر، رابطهٔ تجربی برای مقدار گامای دریافت شده (گامای زمینه) به‌صورت زیر است [۸].

$$\frac{E^۳ F(E)}{(eV)^۲ (m^۲ s)} \approx ۱۰^{۱۷} \left(\frac{E}{GeV}\right)^{۱/۲} \qquad (۲۳)$$

در این رابطه $f(E)$ تعداد فوتونهای دریافت شده بر واحد سطح، بر واحد زمان، بر واحد انرژی است. از اینجا نتیجه می‌شود که

$$J = \int_{E_۰}^{\infty} E f(E)\, dE = \frac{۰٫۲ GeV}{m^۲ s} \left(\frac{E_۰}{GeV}\right)^{-۱/۲} \qquad (۲۴)$$

$E_۰$ حد پایین انرژی فوتونهایی است که به حساب می‌آوریم، که در حدود کسری از GeV است. مقایسهٔ این رابطه با رابطهٔ (۱۶) نشان می‌دهد که

$$\frac{l}{L_h} \gg ۱۰۰ \qquad (۲۵)$$

یعنی اندازهٔ بلوکها خیلی بیشتر از اندازهٔ افق است. پس جهان در دسترس ما باید کاملاً مادی باشد.

سپاسگزاری

از آقایان استاد رضا منصوری، دکتر مسعود مهذب، و دکتر احمدشریعتی به‌خاطر بحثها و راهنماییهای مفیدشان متشکرم.

مرجعها

1. H. Afiven, Rev. Mod. Phys. **37** (1965) 652.
2. E. R. Harrison, Phys. Rev. Lett. **18** (1967) 1011.
3. R. Omnes, Phys. Rev. Lett **23** (1969) 38.
4. R. Omnes, Phys. Rev. **3** (1972) 1.
5. F. W. Stecker, Astrophys. J. **212** (1977) 60.
6. A. D. Sakharov, ZhETF Pisma **5** (1967) 32 [JETP Lett. **5** (1967) 24].
7. R. Omnes "Physical Cosmology" Les Houches (1979) 465.
8. M. Mohazzab, R. Brandenberger, Int. J. Mod. Phys. D2 (1993) 183.