

خلاصه مقاله کنفرانس بهاره فیزیک نظری – IPM  
بهار – ۸۵



---

# **Instability of fermions with anomalous magnetic moment in strong external magnetic field**

**H. Goudarzi ; V. R. Khalilov**

**Physics Department, Urmia university, Urmia  
Department of Theoretical Physics, M.S.U. Moscow**

## ناپایداری فرمیونهای دارای ممان مغناطیسی آنومال (AMM) در میدانهای قوی مغناطیسی خارجی

مطالعه پدیده ها و فرآیندهای فیزیکی در حضور میدانهای خارجی و بخصوص مطالعه برهمکنش ذرات در شرایط بحرانی در حضور میدانهای الکترومغناطیسی خارجی شدید از اهمیت خاصی برخوردار می باشد [۴-۱]. میدان قوی می تواند ممنوعیت های حاکم بر انجام یک فرآیند فیزیکی، مانند گذار ما بین حالات کوانتومی معین در یک سیستم را بردارد، به طوری که در حضور میدان خارجی فرآیند واپاشی یک ذره باردار انجام بپذیرد ولی در غیاب میدان خارجی، بنا به قوانین پایستگی انرژی و مومنتوم، انجام چنین فرآیندی مجاز نباشد. جالب توجه این که به کمک میدانهای خارجی اعمال شده بر فرآیند فیزیکی مشخصه هائی از ذرات بنیادی نظیر ممان مغناطیسی آنومال آنها نیز اندازه گیری و تعیین می شود [۵].

اهمیت مطالعه فرآیندهای واپاشی فرمیونها در حضور میدان مغناطیسی قوی خارجی توسط نیازها و ملزومات آستروفیزیکی، فیزیک اشعه های کیهانی و کیهان شناسی بیان می شود. چرا که نشان داده شده است که میدان های با شدت  $B \approx 10^{13}$  G در اطراف اجسام آستروفیزیکی وجود دارند. شدت میدان مغناطیسی در سطح ستاره نوترونی به شدت مغناطیده (مگنتار magnetar) از مرتبه  $10^{15}$  G می باشد [۶، ۷]. مطالعه رفتار گاز ایده آل تبهنگ متشکل از الکترونها و نوکلئونها در حضور میدان ثابت مغناطیسی قوی سبب شد که میدانهای مغناطیسی شدید در سطح ستاره های نوترونی کشف شود [۸، ۹].

## ناپایداری فرمیونهای دارای ممان مغناطیسی آنومال (AMM) در میدانهای قوی مغناطیسی خارجی

در نظر گرفتن سهم جملات دیگری از مشخصه های ذاتی ذرات نظیر ممان مغناطیسی آنومال (AMM) فرمیونها در لاگرانژین معادله تعمیم یافته دیراک - پاولی در حضور میدان الکترومغناطیسی خارجی، ساختار مسئله را واقعی تر و البته یافتن حلهای معادله مسئله را سخت تر می کند. لازم به یاد آوری است که ممان مغناطیسی آنومال الکترون بطور دینامیکی ظاهر و ایجاد می شود [۱۰]، و همان طوری که نشان داده شده است [۵]، در میدانهای مغناطیسی با شدت  $B \gg B_0$  ( $B_0 \cong 4.41 \times 10^{13} \text{ G}$ )، ثابت شدت میدان مغناطیسی شوینگر)، این کمیت تابع بسیار کوچک و قابل اغماضی از شدت میدان مغناطیسی خارجی می باشد، بطوریکه در مطالعه پدیده ها در حضور چنین میدانهای شدیدی از AMM الکترون می توان صرف نظر کرد.

یکی از فرآیندهای مهم که منجر به تشکیل ستاره نوترونی می شود، فرآیند نوترونیزاسیون می باشد. واکنش نوترونیزاسیون در ماده در چگالی های بسیار زیاد زمانی شروع می شود که انرژی الکترونها برای شروع فرآیند واپاشی بتای معکوس تبدیل پروتون (اعم از پروتون های مقید به هسته و آزاد) به نوترون با گیراندازی الکترون و بوجود آمدن ذره نوترینو، به اندازه لازم برسد. اولین آنالیز دینامیکی فرآیند گیراندازی الکترون توسط هسته  ${}^4\text{He}$  که منجر به تشکیل تریتیوم T، نوترون و نوترینو می شود ( $e^- + {}^4\text{He} \rightarrow T + n + \nu$ )، که به دنبال آن واکنش زیر انجام می شود:  $e^- + T \rightarrow 3n + \nu$ ، در [۱۱] انجام شده است. حضور میدانهای شدید همچنین می تواند سبب واپاشی پروتون شود:  $p^+ \xrightarrow{\vec{B}} n + e^+ + \nu_e$ . سرعت این فرآیند در میدان مغناطیسی قوی و اثرات استروفریزیکی متناظر با آن در [۱۲] بحث و بررسی شده است.

## ناپایداری فرمیونهای دارای ممان مغناطیسی آنومال (AMM) در میدانهای قوی مغناطیسی خارجی

نظریه برهمکنشهای الکتروضعیف می تواند موفقیت های پدیده شناسانه خود را برای توصیف فرآیند  
 $(V - A) \otimes (V - A)$  بر همکنش های الکتروضعیف ۴-فرمیونی در انرژی های پایین را نیز به دنبال داشته باشد. در انرژی های  
 پایین شدت مؤثر جریان های باردار بر همکنش ۴-فرمیونی، توسط ثابت جفت شدگی فرمی،  $G_F$ ، معین می شود [۱۳]. احتمال  
 گذار در واحد زمان برای واپاشی یک ذره به تعداد دلخواهی از ذرات دیگر از رابطه زیر حساب می شود [۲]:

$$W_{i \rightarrow f} = (2\pi)^4 \int \delta^{(4)}(P_f - P_i) |\mathcal{M}_{fi}|^2 V \prod_a \frac{V d^3 p'_a}{(2\pi)^3}$$

که در آن  $V$  - حجم،  $p_a$  - مومنتوم ذرات نهایی (اندیس  $a$  تعداد ذرات در حالت نهایی را می شمارد، بطوریکه  
 $\sum p_a \equiv P_f$ ، و  $\mathcal{M}_{fi}$  - المان ماتریسی فرآیند می باشد. لاگرانژین مؤثر نسبی، توصیف کننده واپاشی نوترون به ترتیب زیر  
 نوشته می شود [۴]:

$$\mathcal{L} = \frac{G}{\sqrt{2}} [\bar{\psi}_p \gamma_\mu (1 + \alpha \gamma_5) \psi_n] [\bar{\psi}_e \gamma^\mu (1 + \gamma_5) \psi_\nu],$$

که  $G = G_F \cos \theta_c$ ،  $G_F$  - ثابت فرمی،  $\theta_c$  - زاویه کابیو و  $\alpha \equiv 1.26$  - نسبت ثابتهای برهمکنشهای محوری- برداری،  
 $G_A$ ، و برداری،  $G_V$ ، می باشد.

# واپاشی الکترو-ضعیف نوکلئونی در میدان شدید مغناطیسی

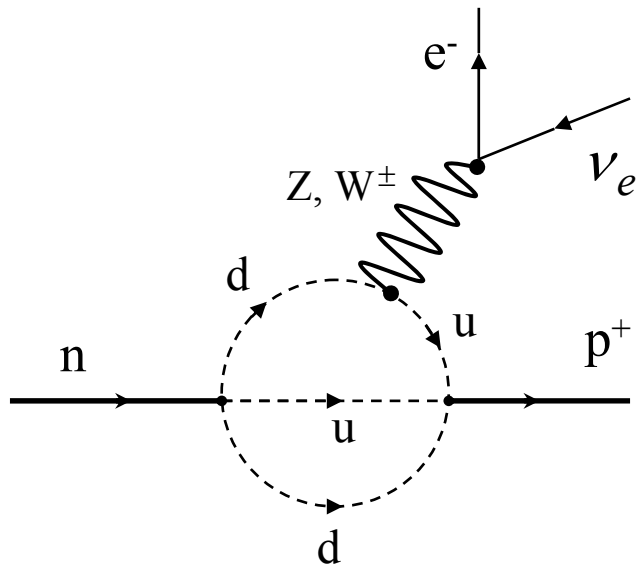
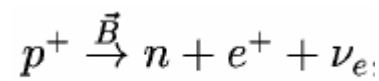
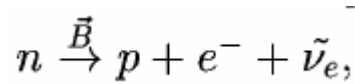


Рис. 2.а – распад нейтрона,  
модель Вайнберга - Салама

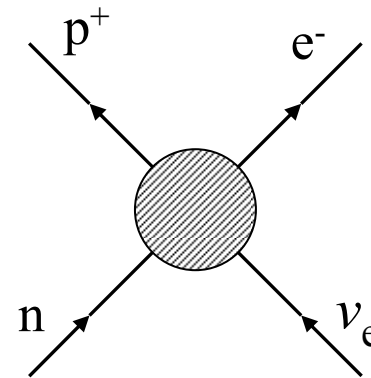


Рис. 2.б – распад нейтрона при низких энергиях,  
модель Ферми

$$G_F = 1,16639(1) \cdot 10^{-5} \text{ ГэВ.}$$

$$G_F E^2 = G_F m_p^2 \left( \frac{E}{m_p} \right)^2 \cong 10^{-5} \left( \frac{E}{m_p} \right)^2$$

$$E \approx m_n$$



## ناپایداری فرمیونها ی دارای ممان مغناطیسی آنومال (AMM) در میدانهای قوی مغناطیسی خارجی

واپاشی نوترون در میدانهای مغناطیسی ثابت با در نظر گرفتن برهمکنش AMM فرمیونها با میدان خارجی

در این بخش واپاشی بتای نوترون در حضور میدانهای ضعیف و قوی مغناطیسی ثابت با در نظر گرفتن سهم برهمکنش

AMM فرمیونها با میدان خارجی بطور کامل مورد مطالعه قرار می گیرد.

## ناپایداری فرمیونهای دارای ممان مغناطیسی آنومال (AMM) در میدانهای قوی مغناطیسی خارجی

$$a = \frac{eB}{m_p^2} \ll 1 \quad \text{احتمال کل گذار حالت میدان ضعیف}$$

نتیجه نهایی احتمال کل واپاشی نوترون در میدان ضعیف  $B \ll B_{cr}$  ( $B_{cr} = (\Delta^2 - m_0^2)/2e = 1.18 \times 10^{14} \text{ G}$ )، به این

شکل بدست می آید:

$$\omega_{i \rightarrow f} |_{B \ll B_{cr}} = \omega_{cb.} + \omega \left( \frac{B}{B_{cr}} \right) + CG_F^2 m_0^5 \left( \frac{eB}{4\pi B_{cr}} \right)^2,$$

و

$$\omega_{cb.} = \frac{G_F^2}{2\pi^3} (1 + 3\alpha^2) \tilde{\Delta} \left\{ \frac{\Delta^4}{30} - \frac{3\Delta^2 m_0^2}{20} - \frac{2m_0^4}{15} + \frac{\Delta m_0^3}{4} \ln[(\tilde{\Delta} + \Delta)/m_0] \right\}$$

$$\omega \left( \frac{B}{B_{cr}} \right) = \frac{G_F^2 e^2 B^2}{6\pi^3} (1 + 3\alpha^2) [\Delta \ln[(\tilde{\Delta} + \Delta)/m_0] - \tilde{\Delta}],$$

که  $\tilde{\Delta} = (\Delta^2 - m_0^2)^{1/2}$  میباشد.

## ناپایداری فرمیونهای دارای ممان مغناطیسی آنومال (AMM) در میدانهای قوی مغناطیسی خارجی

### (b) احتمال کل واپاشی- حالت میدان قوی

برای سطح مقطع کل بر همکنش واپاشی نوترون پلاریزه اسپینی در میدان ثابت مغناطیسی قوی با در نظر گرفتن بر همکنش AMM فرمیونها با میدان خارجی رابطه زیر محاسبه می شود:

$$\omega_{i \rightarrow f} |_{B \gg B_{cr}} = \frac{4G_F^2 e B}{(2\pi)^3} (1 - \alpha)^2 (1 - s_n) \times \\ \times \left[ \tilde{\Delta}' (\Delta'^2 + m_0^2) + \frac{1}{3} \tilde{\Delta}'^3 - \Delta'^2 \tilde{\Delta}' + \frac{\Delta' m_0^2}{2} \ln \frac{\Delta' + \tilde{\Delta}'}{\Delta' - \tilde{\Delta}'} \right],$$

که داریم:

$$\Delta' = \Delta - |\mu_n|B + \mu_p B \quad \tilde{\Delta}' = (\Delta'^2 - m_0^2)^{1/2}$$



واپاشی بتای معکوس پروتون در میدان شدید مغناطیسی با در نظر گرفتن برهمکنش AMM فرمیونها با میدان خارجی

$$|S_{fi}|^2 = |\mathcal{M}_{fi}|^2 = \frac{TG_F^2(2\pi)^3}{4L^8} (1 - \alpha)^2 \delta(E_p - E_n - E_{e^+} - \chi_0) \times \\ \times \delta(p_{yn} + p_{ye^+} + \chi_y) \cdot \delta(p_{zn} + p_{ze^+} + \chi_z) \times \\ \times \left(1 + \frac{\chi_z}{|\vec{\chi}|}\right) \frac{(1 + C)^2}{1 + C^2} \cdot \exp \left[ -\frac{p_{ye^+}^2 + (p_{xn} + \chi_x)^2}{4\gamma} \right].$$

$$\omega \cong \frac{\sqrt{2} G_F^2}{32\pi^3} (1 - \alpha)^2 \cdot m_0^5 \cdot \tilde{\Delta}^{5/2},$$

$$\tilde{\Delta} = \Delta / m_0$$

# واپاشی نوکلئونهای دارای AMM در میدان مغناطیسی با تقارن استوانه ای

$$\vec{B}(\vec{r}) = (0, 0, b + a/r) ; \quad a, b - const. , \quad r = \sqrt{x^2 + y^2},$$

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \phi = \left[ \frac{1}{2m_0} (\vec{p} - e/c\vec{A})^2 - (\mu + e\hbar/2m_0c) (\vec{\sigma} \cdot \vec{B}) \right] \phi$$

Уравнение  
Паули с  
АММ

Н.  
Ф.

$$A_r = A_z = 0 , \quad A_\varphi = \frac{br}{2} + a$$

3.  
Ф.

$$H = \mathcal{H}_0 + H'$$

$$\psi_{1,2}(r, \varphi, z) = \frac{1}{2\sqrt{2}\sqrt{L}} e^{ik_3z} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{il\varphi} \cdot f(r) \begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \end{pmatrix}$$

$$H' = \left( a\mu + \frac{ea}{2m_0} - \frac{eal}{m_0} \right) \frac{1}{r} + \frac{e^2ab}{2m_0} r$$

$$C_{1,2} = 1 \pm s_n ; \quad s_n = \pm 1$$

$$f(r) = e^{-\sqrt{A}r} r^l Y(r)$$

$$E_p = m_p + \frac{\gamma n}{m_p} + s_p \frac{\mu_p b}{2} + \frac{p_{3p}^2}{2m_p} + \langle H' \rangle_{n=0,1}$$

$$Y(r) = F(-n, 2(l+1); 2\sqrt{A}r) = \frac{(2l+1)! n!}{(n+2l+1)!} L_n^{2l+1}(r) \quad \langle H' \rangle_{n=0} = 4 \left( a\mu_p + \frac{ea}{2m_p} \right) \sqrt{\pi\gamma} + \frac{e^2ab}{m_p} \sqrt{\frac{\pi}{\gamma}}$$

$$\varepsilon_{n,l} = s\mu_n b + \frac{k_3^2}{2m} + \frac{m(\mu_n a)^2}{2(n+l+1/2)^2}$$

$$\langle H' \rangle_{n=1} = \frac{13}{2} \left( a\mu_p - \frac{ea}{2m_p} \right) \sqrt{\pi\gamma} + \frac{47e^2ab}{8m_p} \sqrt{\frac{\pi}{\gamma}}$$

$$\delta (\Delta' - m_e + 2m_n(\mu_n a)^2 - p_{3p}^2/2m_p - \langle H' \rangle_{n=0}^p - p_{3e}^2/2m_e - \langle H' \rangle_{n=0}^e - \chi_0),$$

$$\Delta' = \Delta + s_n \mu_n b - s_p \mu_p b.$$

$$\Delta' - m_e + 2m_n(\mu_n a)^2 - 4a \left( \mu_p + \frac{e}{2m_p} \right) \sqrt{\pi\gamma} - \frac{e^2 ab}{m_p} \sqrt{\frac{\pi}{\gamma}} - \frac{2ae}{m_e} \sqrt{\pi\gamma} - \frac{e^2 ab}{m_e} \sqrt{\frac{\pi}{\gamma}} \geq 0,$$

в котором можно пренебречь слагаемым пропорциональным  $a^2$  вследствие его малости. Учитывая также, что  $m_e/m_p \ll 1$ , приходим к выводу, что вероятность распада нейтрона будет отличной от нуля лишь при следующем соотношении между параметрами внешнего магнитного поля  $a$  и  $b$  :

$$a \leq \frac{\Delta' - m_e}{2\sqrt{2\pi e} (\mu_p + e/m_e) \cdot \sqrt{b}}. \quad (2.73)$$

Проведя аналогичные рассуждения для случая обратного  $\beta^+$  - распада свободного протона, получим, что соотношение между  $a$  и  $b$  для указанного процесса должно быть следующим :

$$a \leq \frac{\Delta' + m_{e^+}}{2\sqrt{2\pi e} (\mu_p - e/m_{e^+}) \cdot \sqrt{b}}. \quad (2.74)$$