ВЕСТНИК МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА
BULLETIN of MOSCOW UNIVERSITY
№ 1 ★ 1947 г.

А. А. САМАРСКИЙ

ПОЛЯРИЗАЦИЯ МЕЗОТРОННЫХ ВОЛН ПРИ ОТРАЖЕНИИ ОТ ПОТЕНЦИАЛЬНОГО БАРЬЕРА

В настоящей работе исследован вопрос об отражении от потенциального барьера заряженных мезотронов спина 1, подчиняющихся уравнению Прока. Установлено, что при этом имеет место амплитудная поляризация мезотронных волн, что отличает их от электронных волн, не обнаруживающих подобной поляризации.

Важный вопрос о поляризации электронных волн, т. е. поляризации частиц спина ½, неоднократно подвергался исследованию рядом авторов. Теория поляризации при рассеянии была дана Моттом [1] и развита в последнее время А. Соколовым [2].

При этом выяснилось:

1. Поляризация появляется при рассеивании электронных волн центром, обладающим одновременно как электрическим зарядом, так и магнитным моментом.

2. В случае отражения от потенциального барьера поляризация не имеет места.

Недавние работы Шалла [3] показали возможность наблюдения эффекта поляризации.

Очевидно, что вопрос о поляризации волн различных частиц при тех или других условиях их распространения (отражение, преломление, рассеяние) приобретает особый интерес, когда мы имеем дело с недавно открытыми частицами, свойства которых окончательно еще не изучены. Такой частицей является мезотрон, ряд свойств которого—масса, магнитный момент, спин—не являются еще достаточно точно определенными.

При выяснении всех свойств мезотрона наибольшее значение сейчас имеет спин, так как его целое или полуцелое значение 0, ½, 1 критическим образом существенно определяет поведение мезотронов при взаимодействии с электромагнитным полем, электронами, нуклеонами, атомными ядрами. Существующие методы определения спина у связанных частиц не могут быть применены к мезотронам, так как мезотроны трудно получить в связанном виде вследствие их чрезвычайно большой энергии и малого времени жизни.

Среди эффектов, в которых сказывается влияние спина, следует отметить отражение от потенциального барьера. Частицы разного спина (0, ½, 1) должны по-разному отражаться от потенциального берьера. Частицы спина 0 описываются скалярной функцией и, как известно, не обнаруживают никакой поляризации. Частицы спина ½ (электроны или нуклеоны), как показали упомянутые выше авторы, дают поляризацию при рассеивании точечным центром, однако не обнаруживают поляризации при отражении от потенциального барьера. С этой точки зрения представляется весьма интересным провести соответствующие исследования для частиц спина 1.

В настоящей работе* разобран простейший случай—отражение от потенциального барьера заряженных мезотронов спина 1, подчиняющихся уравнениям Прока, но метод может быть обобщен и на другие случаи, в частности, на случай рассеивания точечным центром.

§ 1. ОТРАЖЕНИЕ МЕЗОТРОНОВ ОТ ПОТЕНЦИАЛЬНОГО БАРЬЕРА

Как известно, уравнения Прока для заряженных мезотронов во внешнем электромагнитном поле, при отсутствии нуклеонов, имеют вид

$$\left(\frac{\partial}{\partial x_\mu}-\frac{ie}{\hbar c}\Phi_\mu\right)G_{\mu\nu}-\varkappa_0^2A_\nu=0\quad\left(\varkappa_0=\frac{\mu_0 c}{\hbar},\ \mu_0\ \text{масса покоя мезотронов}\right),\qquad(1)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial x_\mu}+\frac{ie}{\hbar c}\Phi_\mu\right)G^+_{\mu\nu}-\varkappa_0^2A^+_\nu=0,\qquad(1')$$

где $G_{\mu\nu}$, $G^+_{\mu\nu}$ — тензор мезотронного поля и его комплексно сопряженный тензор,

A_ν — потенциал мезотронного поля ($\nu=1, 2, 3, 4$),

Φ_μ — потенциал электромагнитного поля ($\mu=1, 2, 3, 4$).

К этим уравнениям следует присоединить уравнения Максвелла

$$\frac{\partial F_{\mu\nu}}{\partial x_\mu}=\frac{4\pi}{c}ie\left(A_\mu G^+_{\mu\nu}-A^+_\mu G_{\mu\nu}\right),\qquad(2)$$

где $F_{\mu\nu}$ — тензор максвелловского поля.

Справа в (2) стоит четырехмерный ток.

Из (2) имеем уравнение непрерывности

$$\operatorname{div}\vec{J}+\frac{1}{c}\frac{\partial\rho}{\partial t}=0,\qquad(3)$$

где $\vec{J}$ и ρ — плотность тока и плотность e-зарядов мезотронов.

Рассмотрим случай распространения мезотронных волн во внешнем электромагнитном поле, характеризуемом скачком потенциала U при переходе через плоскость $z=0$, так что

$$U=\begin{cases}0 & z>0\\ V & z<0\end{cases}$$

Собственным электромагнитным полем мезотронов пренебрегаем, считая

$$\Phi_1=\Phi_2=\Phi_3=0,\quad \Phi_4=iU.$$

Уравнения Прока примут следующий вид

$$\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}-\operatorname{rot}\vec{H}-\varkappa_0^2\vec{A}+iaU\vec{E}=0;\quad \vec{E}+\operatorname{grad}\varphi+\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{A}}{\partial t}+iaU\vec{A}=0$$

$$\operatorname{div}\vec{E}+\varkappa_0^2\varphi=0,\quad \vec{H}=\operatorname{rot}\vec{A},\qquad(4)$$

где

$$a=\frac{e}{\hbar c}.$$

---

* Постановкой проблемы и рядом ценных указаний автор обязан проф. А. А. Соколову и проф. Д. Д. Иваненко.

Для комплексно-сопряженных величин поля, очевидно, справедливы уравнения

$$\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{E}^+}{\partial t} - \operatorname{rot}\vec{H}^+ - \varkappa_0^2\vec{A}^+ - iaU\vec{E}^+ = 0;\quad \vec{E}^+ + \operatorname{grad}\varphi^+ + \frac{1}{c}\frac{\partial \vec{A}^+}{\partial t} - iaU\vec{A}^+ = 0$$

$$\operatorname{div}\vec{E}^+ + \varkappa_0^2\varphi^+ = 0,\quad \vec{H}^+ = \operatorname{rot}\vec{A}^+. \tag{5}$$

Каждая из компонент поля F удовлетворяет уравнению

$$(\square - \varkappa_0^2)F - \frac{2iaU}{c}\frac{\partial F}{\partial t} = 0 \tag{6}$$

и соответственно

$$(\square - \varkappa_0^2)F^+ + \frac{2iaU}{c}\frac{\partial F^+}{\partial t} = 0. \tag{6'}$$

Здесь $\square$ — оператор Даламбера.

Из уравнений (4) получаем краевые условия на границе двух областей 1 и 2.

$$\begin{aligned} H_{1t} &= H_{2t},\\ E_{1n} &= E_{2n},\\ A_{1t} &= A_{2t},\\ \varphi_1 &= \varphi_2. \end{aligned} \tag{7}$$

Из (4) вытекает следующее соотношение, аналогичное обычному условию Лорентца:

$$-\varkappa_0^2\left\{\operatorname{div}\vec{A} + \frac{1}{c}\frac{\partial\varphi}{\partial t} + iaU\varphi\right\} + ia\nabla U\cdot\vec{E} = 0. \tag{8}$$

Отсюда найдем граничное условие

$$-\varkappa_0^2 A_{1n} = -\varkappa_0^2 A_{1n} + iaVE_{2n}, \tag{9}$$

которое, как показывает его анализ, согласуется с условиями (7).

Соотношение (8) отличается от обычного условия Лорентца тем, что оно не является дополнительным к уравнениям поля, как это имеет место для уравнений Максвелла, а получается непосредственно из самих уравнений Прока.

Заметим, что вместо системы уравнений (4) можно взять систему

$$\begin{cases} \dfrac{1}{c}\dfrac{\partial \vec{E}}{\partial t} - \operatorname{rot}\vec{H} - \varkappa_0^2\vec{A} + iaU\vec{E} = 0; & \operatorname{rot}\vec{E} + \dfrac{1}{c}\dfrac{\partial \vec{H}}{\partial t} + iaU\vec{A} + ia[\nabla U, \vec{A}] = 0\\ \operatorname{div}\vec{E} = 0 & \operatorname{div}\vec{H} = 0 \end{cases} \tag{10}$$

с краевыми условиями

$$\begin{aligned} H_{1t} &= H_{2t},\\ E_{1n} &= E_{2n},\\ E_{2t} &= E_{2t} + iaVA_{2t},\\ H_{1n} &= H_{2n}. \end{aligned} \tag{11}$$

Интересно отметить отличие краевых условий (11) от соответствующих краевых условий, полученных из уравнений Максвелла, что видно из (11_3), где имеется член, обязанный своим появлением специфике уравнений мезотрона в рассматриваемом случае. В то же время граничные условия в форме (7) по виду сходны с соответствующими условиями для уравнений Максвелла, и различие обнаружится лишь при переходе к уравнениям в форме (10) и формулировке граничных условий относительно векторов поля $\vec{E}$ и $\vec{H}$ *. Можно показать эквивалентность соотношений (10) и (11) соотношениям (4) и (7), которыми мы и будем пользоваться в дальнейшем.

Из уравнения $(\Box - \varkappa_0^2)\vec{A} - \frac{2iaU}{c}\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = 0$ следует, что плоская мезотронная волна может быть записана в виде

$$\vec{A} = \vec{L}e^{-ic(K+cU)t+i(\vec{k}\vec{r})},$$

где $K = \sqrt{k^2 + \varkappa_0^2}$.

Выберем оси x и z в плоскости падения, ось y — перпендикулярно этой плоскости.

Направление плоской волны характеризуем единичным вектором $\vec{s} = \frac{\vec{k}}{|\vec{k}|}(\sin\varphi, 0, -\cos\varphi)$, где φ — угол падения. Из (4_2) находим

$$\varphi = \frac{k}{K}(\vec{L}\vec{s})\,e^{-ic(K+cU)t+ik(\vec{s}\vec{r})}.$$

Обозначим

$$c(K + aU)t + k(\vec{s}\vec{r}) = \Psi.$$

Из уравнений (4_3) и (4_4) получаем

$$\vec{E} = -\frac{k^2}{K}(\vec{L}\vec{s})\vec{s}e^{-i\Psi} + K\vec{L}e^{-i\Psi},$$

$$\vec{H} = ik[\vec{s}\vec{L}]\,e^{-i\Psi}.$$

Наряду с системой координат (x, y, z) с ортами $\vec{i}, \vec{j}, \vec{\sigma}$ будем пользоваться прямоугольной системой координат, задаваемой ортами $\vec{s}, \vec{\tau}, \vec{j}$, причем $\vec{\tau} = s_z\vec{i} - s_x\vec{\sigma}$, так что

$$\tau_x = s_z, \quad \tau_z = -s_x.$$

Представим вектор-потенциал поля в виде

$$\vec{A} = \left(Q_1\vec{\tau} + Q_2\vec{j} + \frac{K}{\varkappa_0}Q_3\vec{s}\right)e^{-i\Psi}. \tag{12}$$

Тогда

$$\varphi = \frac{k}{\varkappa_0}Q_3e^{-i\Psi};$$

$$\vec{E} = i(KQ_1\vec{\tau} + KQ_2\vec{j} + \varkappa_0Q_3\vec{s})\,e^{-i\Psi}; \tag{13}$$

$$\vec{H} = i(-kQ_2\vec{\tau} + kQ_1\vec{j})\,e^{-i\Psi}.$$

* При выяснении этого вопроса автор имел случай получить некоторые указания от академика М. А. Леонтович.

Отсюда видно, что квазиэлектрическое поле имеет продольную составляющую, наличие которой связано с массой покоя, а квазимагнитное поле является чисто поперечным.

Условимся отмечать величины, относящиеся к отраженной волне, одним штрихом (A'_x, A'_y и т. д.), а величины, относящиеся к преломленной волне, двумя штрихами (A''_x, A''_y и т. д.).

Из равенства фаз на границе получаем закон отражения

$$\varphi' = \varphi \tag{14}$$

и закон преломления

$$n = \frac{s_x}{s''_x} = \frac{\sin\varphi}{\sin\psi}, \tag{15}$$

где φ_1, φ'_1, ψ — углы падения, отражения и преломления.

При этом $K = K' = K'' + aV$.

Из краевых условий (7) находим

$$\begin{aligned}
Q'_2 &= \frac{s_z - ns''_z}{s_z + ns''_z} Q_2; & Q''_2 &= \frac{2s_z}{s_z + ns''_z} Q_2; \\
Q'_1 &= \frac{C_1Q_1 - D_1Q_3}{\Delta}; & Q''_1 &= \frac{C_2Q_1 - D_2Q_3}{\Delta}; \\
Q'_3 &= \frac{D_1Q_1 + C_1Q_3}{\Delta}; & Q''_3 &= \frac{D_2Q_1 + C_2Q_3}{\Delta};
\end{aligned} \tag{16}$$

где

$$\begin{aligned}
C_1 &= \varkappa_0^2 (n^2 s_z^2 - s''^2_z) - (K'' s''_x - Kns_x)^2, \\
D_1 &= 2\varkappa_0 ns_z (K'' s''_x - Kns_x), \\
C_2 &= 2\varkappa_0^2 s_z (s''_z + ns_z), \\
D_2 &= 2\varkappa_0 s_z (K'' s''_x - Kns_x), \\
\Delta &= \varkappa_0^2 (s''_z + ns_z)^2 + (K'' s''_x - Kns_x)^2.
\end{aligned}$$

Аналогично

$$Q_1^{+\prime} = \frac{C_1Q_1^+ - D_1Q_3^+}{\Delta} \text{ и т. д.}$$

§ 2. ФОРМУЛЫ ФРЕНЕЛЯ ДЛЯ МЕЗОТРОНОВ

Образуем, по аналогии с электродинамикой, выражение

$$\frac{1}{c}\vec{E}^+\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} + \frac{1}{c}\frac{\partial\vec{E}^+}{\partial t}\vec{E} + \frac{1}{c}\vec{H}^+\frac{\partial\vec{H}}{\partial t} + \frac{1}{c}\vec{H}\frac{\partial\vec{H}^+}{\partial t}.$$

Используя уравнения поля, найдем

$$\begin{aligned}
&\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\{\vec{E}^+\vec{E} + \vec{H}^+\vec{H} + \varkappa_0^2(\vec{A}^+\vec{A} + \varphi^+\varphi)\} + \\
&+ \operatorname{div}\{[\vec{E}^+\vec{H}] + [\vec{E}\vec{H}^+] + \varkappa_0^2(\vec{A}^+\varphi + \vec{A}\varphi^+)\} = \\
&= ia\{(\vec{H}[\nabla U_1\vec{A}^+] - \vec{H}^+[\nabla U_1\vec{A}]) + [\varphi^+(\nabla U\vec{E}) - \varphi(\nabla U.\vec{E}^+)]\}.
\end{aligned}$$

Вводя

$$W = \frac{1}{16\pi}\{\vec{E}^+\vec{E} + \vec{H}^+\vec{H} + \varkappa_0^2(\vec{A}^+\vec{A} + \varphi^+\varphi)\} \tag{17}$$

$$\vec{S} = \frac{c}{16\pi}\{[\vec{E}^+\vec{H}] + [\vec{E}\vec{H}^+] + \varkappa_0^2(\vec{A}^+\varphi + \vec{A}\varphi^+)\}, \tag{18}$$

получаем закон сохранения энергии в виде

$$\frac{\partial W}{\partial t}+\operatorname{div}\vec{S}=\frac{iac}{16\pi}\{(\vec{H}[\nabla U\cdot\vec{A}^+]-\vec{H}^+[\nabla U\cdot\vec{A}^-])+\varphi^+(\nabla U\cdot\vec{E})-\varphi(\nabla U\cdot\vec{E}^+)\}. \quad (19)$$

Очевидно W имеет смысл плотности энергии, а $\vec{S}$ — вектор потока энергии (вектор Пойнтинга).

Правая часть отлична от нуля только на границе ($z=0$) и выражает работу выхода для данного потенциального барьера. Из (19) находим граничное условие при $z=0$

$$S_z+S'_z-S''_z=$$

$$=\frac{iacV}{16\pi}\cdot\frac{1}{2}\{(A_y^+H_x-A_yH_x^+)-(A_x^+H_y-A_xH_y^+)+(\varphi E_z^+-\varphi^+E_z)\}''. \quad (20)$$

Таким образом вектор Пойнтинга не удовлетворяет требованию непрерывности нормальной составляющей на границе. Этому требованию удовлетворяет, как показывает уравнение (3), вектор тока:

$$J_z+J'_z=J''_z. \quad (21)$$

Поэтому мы и воспользуемся вектором тока для определения коэфициентов отражения и преломления

$$J_z=iec\,(A_\mu G_{3\mu}^+-A_\mu^+G_{3\mu}). \quad (22)$$

Вычисления дают

$$J_z=2ekc\;(Q_1^+Q_1+Q_2^+Q_2+Q_3^+Q_3)\,s_z. \quad (23)$$

Коэфициент отражения

$$r=\frac{J'_z}{J_z}.$$

Коэфициент преломления

$$d=\frac{J''_z}{J_z}.$$

Очевидно, что волну 2, поляризованную перпендикулярно к плоскости падения, можно рассматривать отдельно, вводя

$$r_2=\frac{J'_{2z}}{J_{2z}}=\frac{\overline{Q_2'^+Q_2'}}{\overline{Q_2^+Q_2}}=\left(\frac{s_z-ns''_z}{s_z+ns''_z}\right)^2,$$

$$d_2=\frac{J''_{2z}}{J_{2z}}=\frac{k''\overline{Q_2''^+Q_2''}s''_z}{k\overline{Q_2^+Q_2}s_z}=\frac{4ns_zs''_z}{(s_z+ns''_z)^2},$$

причем $r_2+d_2=1$ (черта наверху показывает, что берется среднее значение по фазам). Волны 1 и 3 связаны друг с другом, как это видно из формул (16_2), (16_3), и их следует характеризовать коэфициентами отражения и преломления

$$r_{13}=\frac{\overline{Q_1'^+Q_1'}+\overline{Q_3'^+Q_3'}}{\overline{Q_1^+Q_1}+\overline{Q_3^+Q_3}}=\frac{C_1^2+D_1^2}{\Delta^2};$$

$$d_{13}=\frac{(\overline{Q_1''^+Q_1''}+\overline{Q_3''^+Q_3''})\,k''s''_z}{(\overline{Q_1^+Q_1}+\overline{Q_3^+Q_3})\,ks_z}=\frac{C_2^2+D_2^2}{\Delta^2}\frac{ns''_z}{s_z};$$

$r_{12}+d_{13}=1$, в чем можно убедиться непосредственной проверкой. Вводя углы φ_1, φ_1', ψ, имеем:

$$r_{13}=\frac{\varkappa_0^2\sin^2(\varphi-\psi)+(K''\sin^2\psi-K\sin^2\varphi)^2}{\varkappa_0^2\sin^2(\varphi+\psi)+(K''\sin^2\psi-K\sin^2\psi)^2};$$

$$d_{13}=\frac{\varkappa_0^2\sin^1\varphi\sin^2\psi}{\varkappa_0^2\sin^2(\varphi+\psi)+(K''\sin^2\psi-K\sin^2\varphi)^2};$$

$$r_2=\frac{\sin^2(\varphi-\psi)}{\sin^2(\varphi+\psi)};$$

$$d_2=\frac{\sin^2\varphi\sin 2\varphi}{\sin^1(\varphi+\psi)};$$

Полный коэфициент отражения

$$r=r_{13}-(r_{13}-r_2)\frac{\overline{Q_2^+Q_2}}{\overline{Q_1^+Q_1}+\overline{Q_2^+Q_2}+\overline{Q_3^+Q_3}};$$

$$r_{13}-r_2=\frac{4ns_x^2s_zs_\alpha a^2V^2}{\Delta(s_z+ns_z'')^2}>0;$$

т. е.

$$r_{13}>r_2.$$

Частные случаи

1. Нормальное падение: $\varphi=0$, $s_x=0$

$$r=r_{13}=r_2=\left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2.$$

$$d=d_2=d_{13}=\frac{4n}{(n+1)^2},$$

т. е. получаются обычные френелевские коэфициенты.

2. Полное внутреннее отражение имеет место

1) при $s_z''=0$, т. е. $s_x=n$ или $\sin\varphi=n$ $(n<1)$;

2) при любых углах φ, если выполнено условие

$$k_3^2-2aVK+a^2V^2<0\quad(aV>0,\text{ т. е. } n<1).$$

§ 3. ПОЛЯРИЗАЦИЯ МЕЗОТРОННЫХ ВОЛН ПРИ ОТРАЖЕНИИ

Следуя А. Соколову [2], будем различать фазовую и амплитудную поляризации, считая, что

1) при $\overline{Q_i^+Q_i}=\overline{Q_i^+}\overline{Q_j}$, а $\overline{Q_i^+Q_j}\neq 0$ $(i\neq j)$ имеет место фазовая поляризация;

2) если $\overline{Q_i^+}\overline{Q_j}=0\ (i\neq j)$, а $\overline{Q_i^+Q_i}\neq\overline{Q_j^+Q_j}$ $(i, j=1, 2, 3)$, то имеется амплитудная поляризация.

Пусть падающая волна неполяризована, т. е.

$$\overline{Q_1^+Q_1}=\overline{Q_2^+Q_2}=\overline{Q_3^+Q_3},\quad \overline{Q_1^+Q_3}=\overline{Q_1^+Q_2}=\overline{Q_2^+Q_3}=0.$$

Тогда

$$\overline{Q_1'^+Q_1'}=r_{13}\overline{Q_1^+Q_1};\qquad \overline{Q_1'^+Q_3'}=\overline{Q_1'^+Q_2'}=\overline{Q_2'^+Q_3'}=0.$$

$$\overline{Q_3'^+Q_3'}=r_{13}\overline{Q_3^+Q_3};$$

$$\overline{Q_2'^+Q_2'}=r_2\overline{Q_2^+Q_2};$$

Так как $r_{13} \neq r_2$, то при отражении всегда появляется амплитудная поляризация. Для обнаружения этой поляризации следует рассмотреть вторичное отражение от такого же потенциального барьера.

Коэфициент 1-го отражения

$$r^{(1)} = \frac{1}{3}(2r_{13} + r_2).$$

Коэфициент 2-го отражения

$$r^{(2)} = r_{13} - (r_{13} - r_2)\frac{\overline{Q_2'^{+}Q_2'}}{\overline{Q_1'^{+}Q_1'} + \overline{Q^{+}Q_2'} + \overline{Q_3'^{+}Q_3'}}$$

$$r^{(2)} = \frac{2r_{13}^2 + r_2^2}{2r_{13} + r_2}.$$

Очевидно $r^{(1)} \neq r^{(2)}$, именно $r^{(2)} > r^{(1)}$.

Сравнивая коэфициенты 1-го и 2-го отражений, можно обнаружить наличие поляризации.

ВЫВОДЫ

При отражении неполяризованных мезотронных волн от потенциального барьера появляется амплитудная поляризация, в отличие от электронных волн, которые в этом случае, как показал А. Соколов [2], не обнаруживают никакой поляризации.

Эффект поляризации может быть обнаружен при вторичном отражении путем сравнения коэфициентов отражений $r^{(1)}$ и $r^{(2)}$. Если бы удалось экспериментально установить указанную поляризацию мезотронных волн, то это было бы веским аргументом в пользу целого спина для мезотрона.

Кафедра математики НИИФ

ЛИТЕРАТУРА

1. Mott. Proc. Roy. Soc. A 124, 425, 1929. 135, 429, 1932.
2. A. Sokolow. Journal of Physics, Vol. IX, № 5, 1945.
3. C. G. Shull. Physical Review, 61, 198, 1942. 61, 736, 1942

A. A. SAMARSKY

THE POLARIZATION OF MESOTRONIC WAVES WHEN REFLECTED FROM A POTENTIAL BARRIER

Summary

By the investigations of A. Sokolov and others it has been shown that when reflected from a potential barrier the elctronic waves do not show any polarization. In the present article is considered the reflection from a potential barrier of charged mesotrons of Spin I, following the equations of Prock and it is established that in this case a polarization of mesotronic waves takes place, which may be detected by comparing the coefficients of the first and second reflections.

This polarization effect, if detected, could be used as an argument in favour of Spin I against Spin $^1/_2$ of mesotrons.
