ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

С.С.Герштейн

Д-609

ПЕРЕХОДЫ МЕЖДУ УРОВНЯМИ СВЕРХТОНКОЙ СТРУКТУРЫ В МЕЗОАТОМАХ ДЕЙТЕРИЯ И ЗНАЧЕНИЕ ИХ ДЛЯ ЗАХВАТА μ-МЕЗОНОВ ДЕЙТРОНАМИ И КАТАЛИЗА

Дубна 1960 год

900/9 пр.

С.С.Герштейн

Д-609

ПЕРЕХОДЫ МЕЖДУ УРОВНЯМИ СВЕРХТОНКОЙ СТРУКТУРЫ В МЕЗОАТОМАХ ДЕЙТЕРИЯ И ЗНАЧЕНИЕ ИХ ДЛЯ ЗАХВАТА μ-МЕЗОНОВ ДЕЙТРОНАМИ И КАТАЛИЗА

Направлено в ЖЭТФ

7 + 3

Аннотация

Вычислено эффективное сечение перехода мезоатомов $d\mu$ в нижнее состояние сверхтонкой структуры / $F = 1/2$ / за счет обменных столкновений с дейтронами. Показано, что в чистом дейтерии должна наблюдаться практически полная деполяризация μ -мезонов. Указывается, что переход $d\mu$ в состояние $F = 1/2$ увеличивает вероятность захвата $\mu^- + d \to 2n + \nu$ / в 3 раза для случая $V-A$ варианта/ и рассмотрено влияние перехода в $F = 1/2$ на катализ ядерной реакции $p + d \to He_3$, отмеченное Л.Вольфенштейном /14/.

Как известно, механизм обмена μ мезона между протонами в жидком водороде, указанный Я.Б.Зельдовичем, приводит к быстрому переходу атомов $p\mu$ из верхнего состояния сверхтонкой структуры /F=1/ в нижнее /F=0/[1]. Указанное обстоятельство ведет к полной деполяризации μ мезонов в водороде и имеет существенное значение для реакции $\mu^- + p \to n + \nu$, обуславливая полную продольную поляризацию нейтронов и увеличение вероятности в 4 раза /для случая $V-A$ варианта/ при захвате μ мезона в атоме $p\mu$ [2,x].

В настоящей заметке исследуется переход между уровнями сверхтонкой структуры / F =3/2 $\longrightarrow$ F =1/2 / в мезоатомах дейтерия при столкновениях

$$d\mu + d \to d + d\mu \qquad /1/$$

и его значение для захвата

$$\mu^- + d \to 2n + \nu \qquad /2/$$

и катализа ядерной реакции μ мезонами.

1. Сечение перехода[5]

Разность энергий между уровнями сверхтонкой структуры мюатома дейтерия F =3/2 и F =1/2 / $\vec{F} = \vec{S} + \vec{i}$, где $\vec{S}$ –спин μ мезона, $\vec{i}$ – спин дейтрона/ согласно известной формуле Ферми равна:

$$\Delta E = \frac{8\pi}{3} \beta_\mu \beta_N g(2i+1)|\psi(0)|^2 = \qquad /3/$$

$$= \frac{8}{3} \frac{\beta_\mu \beta_N}{a_\mu^3} g(2i+1) \frac{1}{\left(1+\frac{m_\mu}{M_d}\right)^3} \approx 0{,}046\,ev$$

---

x/ Относительно захвата μ в молекуле $pp\mu$ см.[3,4].

/Здесь g =0,8565 – гиромагнитное отношение для дейтрона: β_μ, β_N – мезонный и ядерный моменты Бора: $a_\mu = \hbar^2/m_\mu e^2$; m_μ, M_d –массы μ мезона и дейтрона/. Рассмотрим переход между уровнями сверхтонкой структуры, происходящий при столкновении мюатома дейтерия с дейтроном /1/. Заметив, что величина энергии сверхтонкой структуры может быть формально получена, если ввести взаимодействие

$$V = \frac{4}{3} g \beta_\mu \beta_N \frac{\delta(r)}{r^2} (\vec{s}\,\vec{i}) \tag{4}$$

/где $r = |\vec{r}_\mu - \vec{R}_d|$ – расстояние между мюоном и дейтроном/ можно записать гамильтониан системы, состоящей из μ мезона и двух дейтронов в виде[x/]:

$$H = -\frac{1}{2M_d}\Delta_{\vec{R}_1} - \frac{1}{2M_d}\Delta_{\vec{R}_2} - \frac{1}{2}\Delta_{\vec{r}} - \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} + \frac{1}{R} + \frac{4}{3} g \beta_\mu \beta_N \left\{ \frac{\delta(r_1)}{r_1^2}(\vec{s}\cdot\vec{i}_1) + \frac{\delta(r_2)}{r_2^2}(\vec{s}\,\vec{i}_2) \right\} \tag{5}$$

где $\vec{R}_1$, $\vec{R}_2$, $\vec{r}$ –координаты дейтронов и мюона, $r_1 = |\vec{r} - \vec{R}_1|$; $r_2 = |\vec{r} - \vec{R}_2|$; $R = |\vec{R}_2 - \vec{R}_1|$ $\vec{i}_1, \vec{i}_2, \vec{s}$, – спины дейтронов и мюона. Спиновыми взаимодействиями между дейтронами в /5/ пренебрегается. Поскольку столкновение мюатома $d\mu$ с дейтроном происходит при тепловых скоростях, относительное движение дейтронов описывается S волной. В этом приближении полный спин системы $dd\mu$, который может принимать значения J =5/2, 3/2, 1/2, сохраняется. Очевидно, что переход F =3/2 $\rightarrow$ 1/2 при столкновении /1/ возможен только при J =3/2 и 1/2. Вычислим сечение перехода отдельно для каждого из этих значений.

1. В случае, когда J =3/2 суммарный спин обоих дейтронов может быть равен I =2,1. Как известно, координатная часть волновой функции двух тождественных частиц должна быть симметрична при четном и антисимметрична при нечетном полном спине этих частиц. Учитывая это, можно записать волновую функцию системы $dd\mu$ для состояния J =3/2 /с проекцией полного момента на ось z, равной M_J / в виде:

---

x/ Используются мезоатомные единицы $\hbar$ =1, e =1, m_μ =1.

$$\Psi_{3/2,M_J} = G_{3/2}(R)\sum_g(r_1,r_2;R)\,S^{(2)}_{3/2,M_J}(1,2;\mu) + H_{3/2}(R)\sum_u(r_1,r_2;R)\,S^{(1)}_{3/2,M_J}(1,2;\mu) . \qquad /6/$$

Здесь $\sum_g$ и $\sum_u$ x/– волновые функции мюона в поле двух дейтронов, закрепленных на расстоянии R ; $\sum_g$ – симметрична, $\sum_u$ –антисимметрична относительно перестановки координат дейтронов. $S^{(I)}_{J,M_J}(i,k;\ell)$–спиновая функция системы, соответствующая полному спину системы J и проекции полного спина M_J ; I – сумма спинов частиц, индексы которых стоят на первых местах. Значки 1,2 в качестве аргументов спиновой функции относятся к дейтронам μ – к мюону. Явный вид спиновых функций $S^{(I)}_{J,M_J}(i,k;\ell)$ может быть легко записан с помощью коэффициентов Клебша–Гордона. Так например, спиновая функция $S^{(2)}_{J,M_J}(1,2;\mu)$ равна

$$S^{(2)}_{3/2,3/2}(1,2;\mu) = \frac{1}{\sqrt{5}}\left\{\frac{1}{\sqrt{2}}\left[\chi_1(1)\chi_0(2)+\chi_0(1)\chi_1(2)\right]\varphi_{1/2}(\mu) - 2\chi_1(1)\chi_1(2)\varphi_{-1/2}(\mu)\right\}, \qquad /7/$$

где $\chi_m\ (m = \pm 1,0)$ и $\varphi_\nu\ (\nu = \pm 1/2)$ – спиновые функции дейтрона и μ мезона.

Подставляя функцию /6/ в уравнение Шредингера с гамильтонианом /5/, получим после умножения на функции $\sum_g S^{(2)}_{3/2,M_J}$ и $\sum_u S^{(1)}_{3/2,M_J}$ и интегрирования по координатам μ мезона с суммированием по спиновым переменным, следующую систему уравнений для функций $G_{3/2}(R)$ и $H_{3/2}(R)$ xx/:

---

x/ Согласно обычным молекулярным обозначениям соответственно $1s\sigma_g$ и $2p\sigma_u$.

xx/ Учет спиновых взаимодействий в /8/ с помощью /4/ разумеется неточен и, вообще говоря, не нужен для дальнейшего, поскольку при малых R используются только первые два члена уравнений /8/. С помощью /8/ можно, однако, провести наглядный переход к уравнениям /12/, справедливым при больших R .

$$-\frac{1}{M_d}\Delta_{\vec R} G_{3/2} + U_g G_{3/2} - \Delta\varepsilon\left(\frac{1}{2}G_{3/2} - \frac{\sqrt5}{6}H_{3/2}\right) = \left(\varepsilon + \frac{1}{3}\Delta\varepsilon\right) G_{3/2}$$

$$-\frac{1}{M_d}\Delta_{\vec R} H_{3/2} + U_u H_{3/2} + \Delta\varepsilon\left(\frac{\sqrt5}{6}G_{3/2} + \frac{1}{6}H_{3/2}\right) = \left(\varepsilon + \frac{1}{3}\Delta\varepsilon\right) H_{3/2} \qquad /8/$$

где $U_g(R)$ и $U_u(R)$ –молекулярные потенциалы в состояниях $1s\sigma_g$ и $2p\sigma_u$ вместе с динамическими поправками к ним, учитывающими в первом порядке по m_μ/M_d движение ядер /6/. Энергия ε отсчитывается от верхнего уровня сверхтонкой структуры; $\Delta\varepsilon$ – интервал сверхтонкой структуры /3/.

Наряду с функциями $G(R)$ и $H(R)$ удобно ввести функции $\mathcal{L}(R)$ и $K(R)$, описывающие движение свободного дейтрона относительно мюатома дейтерия, находящегося соответственно в верхнем / F =3/2 / и нижнем / F =1/2 / состояниях сверхтонкой структуры. Волновая функция системы /5/ должна быть на больших расстояниях R линейной комбинацией функций

$$\Phi^{(3/2)}_{3/2,M_J} = \frac{1}{\sqrt2}\left\{\mathcal{L}_{3/2}(R)\psi(r_1)S^{(3/2)}_{3/2,M_J}(1,\mu;2) + \mathcal{L}_{3/2}(R)\psi(r_2)S^{(3/2)}_{3/2,M_J}(2,\mu;1)\right\}$$

$$\Phi^{(1/2)}_{3/2,M_J} = \frac{1}{\sqrt2}\left\{K_{3/2}(R)\psi(r_1)S^{(1/2)}_{3/2,M_J}(1,\mu;2) + K_{3/2}(R)\psi(r_2)S^{(1/2)}_{3/2,M_J}(2,\mu;1)\right\} \qquad /9/$$

/ $\psi(r_1)$ и $\psi(r_2)$ волновые функции μ мезона соответственно у 1-го и 2-го дейтрона/; $\psi(r) = \frac{1}{\sqrt\pi}e^{-r}$.

Разлагая спиновые функции в выражении /6/ по спиновым функциям /9/ и учитывая, что при $R \to \infty$

$$\Sigma_g \to \frac{1}{\sqrt2}\left\{\psi(r_1)+\psi(r_2)\right\} ; \quad \Sigma_u \to \frac{1}{\sqrt2}\left\{\psi(r_1)-\psi(r_2)\right\} \qquad /10/$$

нетрудно получить соотношения между функциями $G_{3/2}(R)$, $H_{3/2}(R)$ и $\mathcal{L}_{3/2}(R)$, $K_{3/2}(R)$, описывающими относительное движение ядер:

$$\mathcal{L}_{3/2} = \frac{1}{\sqrt{6}} \left\{ G_{3/2} + \sqrt{5}\, H_{3/2} \right\}$$

$$K_{3/2} = \frac{1}{\sqrt{6}} \left\{ \sqrt{5}\, G_{3/2} - H_{3/2} \right\} \qquad /11/$$

Из уравнений /8/ и /11/ видно, что при $R \to \infty$ функции $\mathcal{L}(R)$ и $K(R)$ удовлетворяют уравнениям

$$\frac{1}{M_d} \Delta_{\vec{R}} \mathcal{L} + \varepsilon \mathcal{L} = 0$$

$$\frac{1}{M_d} \Delta_{\vec{R}} K + (\varepsilon + \Delta\varepsilon) K = 0 \qquad /12/$$

Для определения вероятности перехода $F = 3/2 \to F = 1/2$ при столкновений $d\mu + d \to d + d\mu$ уравнения /8/ должны быть решены с граничным условием, требующим, чтобы при $R \to \infty$ функция $K(R)$ /описывающая относительное движение ядер в нижнем состоянии сверхтонкой структуры/ имела бы вид расходящейся волны

$$K(R) \sim \gamma \frac{e^{ik_2 R}}{R}$$

$$\mathcal{L}(R) \sim \frac{\alpha e^{ik_1 R} - e^{-ik_1 R}}{2ik_1 R}, \qquad /13/$$

где $k_1 = \sqrt{M_d \varepsilon}$; $k_2 = \sqrt{M_d(\varepsilon + \Delta\varepsilon)} \approx \sqrt{M_d \Delta\varepsilon}$; $(\varepsilon \ll \Delta\varepsilon)$.

Нормировка $\mathcal{L}$ соответствует на бесконечности падающей плоской волне с коэффициентом 1. Пусть R_0 –величина порядка радиуса потенциалов $U_g(R)$ и $U_u(R)$ в уравнении /8/. Решения /12/ в области $R_0 \ll R \ll \frac{1}{k_2}$ могут быть сшиты с решениями уравнений /8/, которые в этой области имеют вид

$$G \sim (R - \lambda_g)/R$$

$$H \sim (R - \lambda_u)/R \qquad /14/$$

/7/

Длины рассеяния λ_g и λ_u можно определить численным интегрированием или вычислить аналитически, аппроксимируя потенциалы простыми функциями, как это сделано в /1,6/.

В области $k_2 R \ll 1$ сшивка (13) и (14) при использовании соотношений (11) дает

$$\mathcal{L}_{3/2} \approx \left\{ R - \frac{(\lambda_g + 5\lambda_u) + 6ik_2\lambda_g\lambda_u}{6 + ik_2(5\lambda_g + \lambda_u)} \right\} / R \qquad /15/$$

$$K_{3/2} \approx -\frac{\sqrt{5}\,(\lambda_g - \lambda_u)}{6 + ik_2(5\lambda_g + \lambda_u)} \cdot \frac{1 + ik_2R}{R},$$

откуда непосредственно получается значение сечения перехода при спине системы 3/2

$$\sigma_{3/2} \simeq \frac{5\pi}{9}(\lambda_g - \lambda_u)^2 \cdot \frac{k_2}{k_1}. \qquad /16/$$

2. В случае, когда спин системы J равен 1/2, сечение перехода может быть вычислено совершенно аналогично. Сумма спинов обоих дейтронов может быть равна 0,1. Поэтому волновая функция системы может быть записана в виде:

$$\Psi_{1/2, M_J} = G_{1/2}(R)\sum_g S^{(0)}_{1/2, M_J}(1,2;\mu) + H_{1/2}(R)\sum_u S^{(1)}_{1/2, M_J}(1,2;\mu), \qquad /17/$$

а волновые функции, описывающие движение дейтрона и мезоатома соответственно в нижнем и верхнем состояниях сверхтонкой структуры, аналогично /9/ имеют вид:

$$\Phi^{(3/2)}_{1/2, M_J} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left\{\mathcal{L}_{1/2}(R)\psi(r_1) S^{(3/2)}_{1/2, M_J}(1,\mu;2) + \mathcal{L}_{1/2}(R)\psi(r_2) S^{(3/2)}_{1/2, M_J}(2,\mu;1)\right\}$$

$$\Phi^{(1/2)}_{1/2, M_J} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left\{K_{1/2}(R)\psi(r_1) S^{(1/2)}_{1/2, M_J}(1,\mu;2) + K_{1/2}(R)\psi(r_2) S^{(1/2)}_{1/2, M_J}(2,\mu;1)\right\} \qquad /18/$$

Функции $\mathcal{L}_{1/2}(R)$ и $K_{1/2}(R)$ связаны при этом с функцией $G_{1/2}(R)$ и $H_{1/2}(R)$ соотношениями:

$$\mathcal{L}_{1/2}=\frac{1}{\sqrt{3}}\left(\sqrt{2}\,G_{1/2}+H_{1/2}\right)$$

$$K_{1/2}=\frac{1}{\sqrt{3}}\left(-G_{1/2}+\sqrt{2}\,H_{1/2}\right) \qquad /19/$$

и подчиняются при $R\to\infty$ граничным условиям вида /13/. Сшивка дает в области $R_0 \ll R \ll \frac{1}{k_2}$:

$$\mathcal{L}_{1/2}\approx\left\{R-\frac{(2\lambda_g+\lambda_u)+3ik_2\lambda_g\lambda_u}{3+ik_2(\lambda_g+2\lambda_u)}\right\}/R$$

$$K_{1/2}\approx\frac{\sqrt{2}\,(\lambda_g-\lambda_u)}{3+ik_2(\lambda_g+2\lambda_u)}\cdot\frac{1+ik_2R}{R}\,. \qquad /20/$$

Сечение перехода при спине системы $dd\mu$ $J=1/2$, таким образом, равно

$$\sigma_{1/2}\approx\frac{8\pi}{9}\left(\lambda_g-\lambda_u\right)^2\frac{k_2}{k_1}\,. \qquad /21/$$

Учитывая статистический вес состояний $J=5/2,\ 3/2,\ 1/2$, получим для сечения перехода выражение:

$$\sigma_i=\frac{1}{3}\sigma_{3/2}+\frac{1}{6}\sigma_{1/2}=\frac{5\pi}{3}\left(\lambda_g-\lambda_u\right)^2\frac{k_2}{k_1} \qquad /22/$$

Вероятность перехода $d\mu\,(F=3/2\to 1/2)$ при столкновениях $d\mu+d$ составляет, следовательно,

$$W=N_d\sigma_i v=\frac{5\pi}{3}\left(\lambda_g-\lambda_u\right)^2 N_d v^* \qquad /23/$$

где $v^* = 2\sqrt{\frac{\Delta\varepsilon}{M_d}}$ –скорость ядер после перехода , N_d –число ядер дейтерия в $см.^{-3}$.

Существенно отметить, что вероятность перехода $F = 3/2 \to 1/2$ для мюатомов $d\mu$ на три порядка меньше, чем соответствующая вероятность перехода $F = 1 \to F = 0$ для атомов $p\mu$, которая равна [1]

$$W' = \frac{\pi}{4}\left(\lambda_g^{(p)} - \lambda_u^{(p)}\right)^2 N_p v_p^* \qquad /24/$$

/где $v_p^* = 2\sqrt{\frac{\Delta\varepsilon_{p\mu}}{M_p}}$: N_p – число протонов в $см.^{-3}$, $\lambda_g^{(p)}$ и $\lambda_u^{(p)}$ – аналогичные /14/ длины рассеяния для протонов/. Указанное обстоятельство проистекает главным образом из-за того, что длины рассеяния $\lambda_g^{(p)}$ и $\lambda_u^{(p)}$ имеют разный знак, причем $\lambda_g^{(p)}$ в силу резонанса велико /см. [1,6/x], тогда как для дейтронов λ_g и λ_u имеют одинаковый знак и близки друг к другу. Согласно [5,6] $\lambda_g = 6{,}67$; $\lambda_u = 5{,}73$; по расчетам [7] получаются близкие значения /см. рис. 2/ $\lambda_g = -\lim\limits_{k\to 0}\frac{\delta^+}{k}$, $\lambda_u = -\lim\limits_{k\to 0}\frac{\delta^-}{k}$. В условиях жидко-дейтериевой камеры переход в $F = 1/2$ не обратим и составляет , при $N_d = 3{,}5 \cdot 10^{22} см^{-3}$,

$$W \approx 6 \cdot 10^6\ сек^{-1}. \qquad /25/$$

Отметим, что в случае реального дейтерия рассеяние мезоатомов $d\mu$ происходит не на атомах, а на молекулах D_2 и эффективное сечение может оказаться различным для орто-и пара-дейтерия. Вычисления для этого случая можно было бы провести методом , аналогичным методу псевдопотенциала Ферми, предложенного для рассмотрения рассеяния медленных нейтронов на молекулах. Поскольку, однако, учет молекулярной структуры для рассеяния $p\mu + H_2$ дает незначительный эффект [9], можно думать, что он несущественен и для рассеяния $d\mu + D_2$.

---

x/ Согласно [5,6] $\lambda_g = -17{,}3\, a_\mu$; $\lambda_u = 5{,}25\, a_\mu$.

2. Деполяризация μ мезонов и сечение упругого рассеяния атомов $d\mu$ в нижнем состоянии сверхтонкой структуры

Столкновения мюатомов $d\mu$ с дейтронами, происходящие с обменом мюона, осуществляют дополнительный механизм деполяризации мюонов на K-оболочке дейтрона.

Пусть Φ_{F,M_F} спиновая функция мезоатома $d\mu$ с моментом F и проекцией M_F на направление первоначальной поляризации μ мезона, а χ_m спиновая функция свободного дейтрона. Тогда, разлагая функцию $\Phi_{F,M_F}\chi_m$ по спиновым функциям всей системы $S^{(F)}_{J,M_J}(1,\mu;2)$ и зная амплитуды рассеяния в каждом из спиновых состояний /см. /15/ и /20/; длина рассеяния в состоянии J =5/2 равна, очевидно, λ_g /, легко получить амплитуду рассеяния для состояния $\Phi_{F,M_F}\chi_m$ и тем самым вычислить изменение средней поляризации μ мезона при рассеянии $d\mu + d \to d + d\mu$.

В качестве примера приведем амплитуду рассеяния для состояния $\Phi_{3/2,3/2}\chi_{-1}$:

$$\left[\Phi_{3/2,3/2}\chi_{-1}\right] \to -\frac{1}{R}\left\{\frac{(\lambda_g+\lambda_u)}{2}\Phi_{3/2,3/2}\chi_{-1} + \frac{(\lambda_g-\lambda_u)}{2\sqrt{3}}\Phi_{3/2,-1/2}\chi_1\right\} - \qquad /26/$$

$$-\frac{e^{ik_2R}}{R}\,\frac{(\lambda_g-\lambda_u)}{\sqrt{6}}\,\Phi_{1/2,-1/2}\chi_1 .$$

Из формулы /26/ видно, что деполяризация происходит как при переходе в нижнее состояние сверхтонкой структуры, так и в упругом канале реакции. В обоих случаях деполяризация обращается в нуль при $\lambda_g=\lambda_u$. Поскольку в состоянии $\Phi_{1/2,-1/2}$ поляризация μ мезона равна +1/3, переход в F =1/2 не связан с полной потерей поляризации. Рассмотрение, аналогичное /26/ для различных состояний сверхтонкой структуры мюатома $d\mu$, показывает, что с учетом переходов F =3/2 $\to$ F =1/2 поляризация мюонов могла бы составить 1 – 2% / если считать, что при каскадном переходе μ мезона на K орбиту остается поляризация порядка 10 – 20%/. Простой расчет показывает, однако, что дальнейшие упругие столкновения мезоатомов $d\mu$ в нижнем состоянии сверхтонкой структуры приводят практически к полной потере поляризации. Для вычисления сечения рассеяния $d\mu(F=1/2)+d \to d\mu(F=1/2)+d$ при энергиях, значительно меньших интервала сверхтонкой структуры $\Delta\mathcal{E}$, вместо граничных условий /13/ следует потребовать отсутствия экспоненциально растущего члена в решении для $\mathcal{L}(R)$ /см. /12/; $\mathcal{E} \simeq -\Delta\mathcal{E}$ / при $R \gg R_0$

$$\mathcal{L} \sim \gamma \frac{e^{-\varkappa R}}{R} \approx \gamma(1-\varkappa R)/R$$

$$K \approx (R-\lambda)/R \qquad /27/$$

/где $\mathcal{H} = \sqrt{M_d \Delta\mathcal{E}}$ /.

Условия /27/ при учете /11/, /19/, /14/ дают для рассеяния в состояниях с полным спином системы $J=3/2$ и $J=1/2$ соответственно:

$$K_{3/2} \approx \left\{ R - \frac{(5\lambda_g+\lambda_u)+4\lambda_g\lambda_u\mathcal{H}}{6-\mathcal{H}(\lambda_g-5\lambda_u)} \right\} \Big/ R$$

$$K_{1/2} \approx \left\{ R - \frac{(\lambda_g+2\lambda_u)-3\lambda_g\lambda_u\mathcal{H}}{3-\mathcal{H}(2\lambda_g+\lambda_u)} \right\} \Big/ R. \qquad /28/$$

Аналогично выводу /26/ можно получить амплитуды рассеяния мезоатомов $d\mu$ в состоянии $F=1/2$

$$\begin{aligned}
\left[\Phi_{1/2,1/2}\chi_{-1}\right] &\to -\frac{1}{R}\left\{\frac{(\lambda_g+\lambda_u)}{2}\Phi_{1/2,1/2}\chi_{-1} + \frac{\sqrt{2}}{6}(\lambda_g-\lambda_u)\Phi_{1/2,-1/2}\chi_0\right\} \\
\left[\Phi_{1/2,1/2}\chi_0\right] &\to -\frac{1}{R}\left\{\frac{(2\lambda_g+\lambda_u)}{3}\Phi_{1/2,1/2}\chi_0 + \frac{\sqrt{2}}{6}(\lambda_g-\lambda_u)\Phi_{1/2,-1/2}\chi_1\right\} \qquad /29/ \\
\left[\Phi_{1/2,1/2}\chi_1\right] &\to -\frac{1}{R}\left\{\frac{(5\lambda_g+\lambda_u)}{6}\Phi_{1/2,1/2}\chi_1\right\}
\end{aligned}$$

Таким образом, сечение рассеяния $d\mu(F=1/2)+d \to d\mu(F=1/2)+d$ с переориентацией момента мезоатома равно

$$\sigma' \approx \frac{4\pi}{27}\left(\lambda_g-\lambda_u\right)^2 \qquad /30/$$

Поскольку вероятность переориентации в условиях жидкого дейтерия / N_d =3.5.10^{22} см.$^{-3}$: $v \approx$ 5.10^{4}см/сек при значениях λ_g и λ_u взятых из [6]/

$$W' = N_d v \sigma' \approx 5\cdot 10^5 \text{ сек}^{-1} \qquad /31/$$

порядка вероятности распада $\mu \to e+\nu+\tilde{\nu}$, можно считать, что в жидком дейтерии, так же как и в жидком водороде, происходит практически полная деполяризация мезонов.

Эффективное сечение рассеяния $d\mu + d \to d\mu + d$ для атомов $d\mu\,(F=1/2)$ согласно /28/ равно:

$$\sigma_e^{(F=1/2)} = \frac{2}{3}\left(\frac{5\lambda_g+\lambda_u}{6}\right)^2 + \frac{1}{3}\left(\frac{\lambda_g+2\lambda_u}{3}\right)^2 \qquad /32/$$

Следует отметить, что благодаря тому, что λ_g и λ_u близки друг к другу и имеют одинаковый знак, учет эффектов сверхтонкой структуры при рассеянии $d\mu+d$ не приводит к существенному изменению сечения рассеяния, тогда как в рассеянии $p\mu+p$ интерференция ведет к значительному уменьшению сечения /10/.

§3. Влияние переходов $F=3/2\to 1/2$ на захват $\mu^-+d \to 2n+\nu$.

Прежде всего необходимо отметить, что захват μ мезонов в дейтерии должен происходить из состояния атома $d\mu$, а не молекулы $dd\mu$, поскольку образование молекулы $dd\mu$ /которое, кстати маловероятно/ должно приводить практически мгновенно к катализу ядерной реакции $d+d$ /8/. Таким образом, интерпретация данных по захвату μ мезонов в дейтерии в некотором смысле проще, чем для захвата μ мезонов в водороде, где образование молекул $pp\mu$ усложняет картину /4/. Экспериментальное изучение этих процессов в пузырьковой камере станет, по-видимому, возможным в ближайшее время, если будет получен пучок μ мезонов, очищенный с высокой степенью чистоты от π мезонов.

Захват μ мезонов в дейтерии рассматривался ранее в работах /11,12,13/. Как показано Бухвостовым и Шмушкевичем /13/, вероятность захвата существенно зависит от распределения μ мезонов по уровням сверхтонкой структуры мюатома дейтерия. В частности, для случая $V-A$ варианта захват из состояния $F=3/2$ не происходит. Поэтому полный переход $F=3/2 \to 1/2$ увеличивает вероятность захвата в 3 раза по сравнению с тем значением, которое получалось бы при статистическом распределении по уровням $F=3/2$ и $F=1/2$.

Если закон μ захвата отличается от $V-A$, то захват из $F=3/2$ возможен. Однако, будучи связанным с возникновением нейтронов в триплетном состоянии /как можно видеть из работы Юбераля и Вольфенштейна /12/ /, он всегда подавлен по сравнению с захватом из $F=1/2$. Таким образом, переход $F=3/2 \to 1/2$ приводит и в этом случае к значительному увеличению вероятности захвата. /Точные значения вероятности захвата можно получить из формул /13/, заменяя в них вероятность нахождения в состоянии $F=1/2(\rho_-)$ на единицу/.

§4. Влияние переходов 3/2 → 1/2 на μ катализ, (указанное Вольфенштейном /14/)

Вольфенштейн /14/ указал на очень любопытное следствие, которое может иметь переход $F=3/2 \to F=1/2$ в мюатоме дейтерия для катализа ядерной реакции в смеси водорода и дейтерия.

Дело в том, что ядерная реакция $p+d$ в молекуле $pd\mu$ существенно зависит от спинового состояния молекулы. Молекула $pd\mu$ имеет состояния с полным спином 2, 1 / два состояния/, 0 / см., например /6/ /; причем, поскольку расстояния между уровнями молекулы с различными спинами значительно больше ширины уровней, ядерная реакция идет независимо для каждого из этих состояний. В состоянии со спином 2 суммарный спин протона и дейтрона равен 3/2, а в состоянии со спином ноль - 1/2. Состояния со спином 1 являются суперпозицией состояний, отвечающих суммарному спину и дейтрона соответственно 3/2 и 1/2. Поскольку для реакции $p+d\to He_3$ с конверсией μ мезона решающую роль играет переход E0, идущий при суммарном спине протона и дейтрона равном 1/2 /15,16,17/, ясно, что переход $d\mu\ (F=3/2\to 1/2)$, происходящий до образования молекулы $pd\mu$, увеличивая статистический вес таких состояний, увеличивает тем самым регенерацию μ мезонов. Для более аккуратных оценок необходимо знать вес состояний с суммарным спином протона и дейтрона соответственно 3/2 и 1/2 в состояниях молекулы $pd\mu$ с полным спином 1. Спиновые функции, соответствующие состоянию с полным спином молекулы $pd\mu$, равным единице, могут быть представлены в виде:

$$\chi_{1,M_J} = -C_1 S^{(1/2)}_{1,M_J}(p,d;\mu) + C_2 S^{(3/2)}_{1,M_J}(p,d;\mu)$$

$$\chi'_{1,M_J} = C_2 S^{(1/2)}_{1,M_J}(p,d;\mu) + C_1 S^{(3/2)}_{1,M_J}(p,d;\mu) \qquad /33/$$

/где согласно грубым оценкам /6/ $C_1=0{,}41$: $C_2=0{,}91$ /. Если до образования молекулы $pd\mu$ происходит переход атомов $d\mu$ в состояние

$F=1/2$, то в момент образования мюлекулы спиновыми функциями с равной вероятностью могут быть $\Phi_{1/2,1/2}(d,\mu)\varphi_{1/2}(p)$; $\Phi_{1/2,-1/2}(d,\mu)\varphi_{-1/2}(p)$; $\Phi_{1/2,1/2}(d,\mu)\varphi_{-1/2}(p)$ и $\Phi_{1/2,-1/2}(d,\mu)\varphi_{1/2}(p)$. Нетрудно проверить, что правильными спиновыми функциями системы, соответствующими в момент $t=0$ указанным выше "начальным" функциям, являются:

$$\Sigma_1 = \Theta_{1,1}(t) \xrightarrow[t=0]{} \Phi_{1/2,1/2}(d,\mu)\varphi_{1/2}(p)$$

$$\Sigma_2 = \Theta_{1,-1}(t) \xrightarrow[t=0]{} \Phi_{1/2,-1/2}(d,\mu)\varphi_{-1/2}(p)$$

$$\Sigma_3 = \frac{1}{\sqrt{2}}\left\{\Theta_{1,0}(t) + \chi_{0,0}\, e^{-iE_0 t}\right\} \xrightarrow[t=0]{} \Phi_{1/2,1/2}(d,\mu)\varphi_{-1/2}(p)$$

$$\sum_4 = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \Theta_{1,0}(t) - \chi_{0,0}\, e^{-iE_0 t} \right\} \xrightarrow[t=0]{} \Phi_{1/2,-1/2}(d,\mu)\, \varphi_{1/2}(p)$$

где

$$\Theta_{1,M_J}(t) = \left(-\frac{c_1}{3} + \frac{2\sqrt{2}}{3} c_2\right) \chi_{1,M_J}\, e^{-iE_1 t} +$$

$$+ \left(\frac{2\sqrt{2}}{3} c_1 + \frac{c_2}{3}\right) \chi'_{1,M_J}\, e^{-iE'_1 t} \qquad /34/$$

/где E_1, E'_1, E_0 –энергии состояний χ_{1,M_J} , χ'_{1,M_J}, $\chi_{0,0}$ /. Из формул /34/ следует, что вероятности нахождения системы в состояниях χ_1 , χ'_1, χ_0 соответственно равны:

$$w_{\chi_1} = \frac{1}{12}\left(-c_1 + 2\sqrt{2}\, c_2\right)^2 \approx 0,39;$$

$$w_{\chi'_1} = \frac{1}{12}\left(2\sqrt{2}\, c_1 + c_2\right)^2 \approx 0,36; \qquad /35/$$

$$w_{\chi_0} = \frac{1}{4}.$$

Оценки вероятности ядерной реакции с помощью ядерных моделей весьма ненадежны. Если, однако, доверять результатам /7/, можно заключить , что наиболее вероятным в реакции $p+d \to He_3 + \gamma$ является переход $M1$, идущий из состояния $p+d$ со спином 1/2. Обозначив вероятность этого перехода через R_γ , а вероятность перехода $E0$ с конверсией μ мезона через A_μ , получим для выхода реакции в мезомолекуле $pd\mu$ /образованной из $d_\mu(F=\frac{1}{2})$ /

$$Y_{\gamma} \simeq R_{\gamma}\left\{0{,}39\,\frac{c_1^2}{\lambda_0+c_1^2(R_{\gamma}+A_{\mu})}+0{,}36\,\frac{c_2^2}{\lambda_0+c_2^2(R_{\gamma}+A_{\mu})}+\frac{1}{4}\,\frac{1}{\lambda_0+(R_{\gamma}+A_{\mu})}\right\}$$

$$Y_{\mu}=\frac{A_{\mu}}{R_{\gamma}}\cdot Y_{\gamma} \qquad /36/$$

900/9 кр

где Y_{μ}, Y_{γ} – выход реакции $p+d\to He_3$ в молекуле $pd\mu$ соответственно с конверсией μ мезона и испусканием γ кванта; λ_0=0,45.10^6 сек.$^{-1}$–вероятность распада μ мезона. В формулах /36/ пренебрегается вероятностью перехода $M1$ и $E2$ из состояния $p+d$ со спином 3/2 и конверсией μ мезона за счет перехода $M1$. Выход реакции согласно /36/ превышает соответствующую величину для молекул $pd\mu$, образовавшихся из атомов $d\mu$ со статистическим распределением по уровням F =3/2 и F =1/2. В последнем случае / в указанных выше предположениях/ выход реакции равен:

$$\bar{Y}_{\gamma}\simeq R_{\gamma}\left\{\frac{1}{4}\,\frac{c_1^2}{\lambda_0+c_1^2(R_{\gamma}+A_{\mu})}+\frac{1}{4}\cdot\frac{c_2^2}{\lambda_0+c_2^2(R_{\gamma}+A_{\mu})}+\frac{1}{12}\cdot\frac{1}{\lambda_0+(R_{\gamma}+A_{\mu})}\right\}$$

$$\bar{Y}_{\mu}=\frac{A_{\mu}}{R_{\gamma}}\,\bar{Y}_{\gamma} \qquad /37/$$

Числовое значение вероятности перехода $d\mu\ (F=3/2 \to F=1/2)$ /см. /25/ /, по-видимому , согласуется с предположением Вольфенштейна[14] о том, что в смеси водорода с дейтерием переход 3/2 → 1/2 при концентрациях дейтерия порядка процента не происходит, в то время как при больших концентрациях дейтерия переход 3/2 → 1/2 успевает произойти до образования мюлекул $pd\mu$. Указанный эффект объясняет некоторое увеличение выхода реакции $p+d\to He_3$ при больших концентрациях дейтерия, однако, представляется еще недостаточным для понимания результатов[18], если принимать вероятности образования мюлекул $pd\mu$, вычисленные в [7,19].

Следует отметить, что, если ядерная реакция из состояния со спином $p+d$, равном 3/2, значительно меньше, чем из состояния 1/2, то переход атомов $d\mu$ в нижнее состояние сверхтонкой структуры одинаково увеличивает выход реакции как с конверсией μ мезона, так и с испусканием γ квантов, так что коэффициент конверсии остается постоянным. Если бы реакция $p+d \rightarrow He_3+\gamma$ шла в основном из состояния $p+d$ со спином 3/2, то переход $d\mu$ в нижнее состояние F =1/2 должен был бы привести к увеличению коэффициента конверсии за счет существенного увеличения вероятности $E0$ перехода и уменьшения вероятности радиационного. В принципе указанный факт можно было бы экспериментально проверить, изучая выход реакции $p+d \rightarrow He_3+\gamma$ в смеси водорода с дейтерием, как это делалось в [20], но при больших концентрациях дейтерия.

В заключение выражаю глубокую благодарность академику Я.Б.Зельдовичу, указавшему на возможность обменного перехода и сделавшему ряд ценных замечаний, а также Л.И.Лапидусу, А.А.Логунову, Я.А.Смородинскому и И.М.Шмушкевичу за полезное обсуждение. Автор глубоко признателен Л.Вольфенштейну за интересные соображения, высказанные в его письме.

Литература

1. С.С.Герштейн, ЖЭТФ, 34, 463, /1958/.
2. Я.Б.Зельдович и С.С.Герштейн, ЖЭТФ, 35, 821/1958/.
3. Я.Б.Зельдович и С.С.Герштейн, ЖЭТФ, 35, 649, /1958/.
4. S.Weinberg, Phys.Rev.Letters, 4, 575, (1960).
5. С.С.Герштейн, Диссертация ИФП АН СССР /1958/.
6. Я.Б.Зельдович и С.С.Герштейн, УФН, 71, 581 /1960/.
7. S.Cohen, D.L.Judd and R.J.Riddell, Phys.Rev., 119, 397 (1960).
8. Я.Б.Зельдович, ДАН СССР, 95, 493, /1954/.
9. С.С.Герштейн, ЖЭТФ, 34, 998, /1958/.
10. С.С.Герштейн, ЖЭТФ, 36, 1309 /1959/.
11. А.П. Рудик, ДАН СССР, 92, 739 /1953/.
12. H.Uberall and L.Wolfenstein, Nuovo Cim., 10, 136 (1958).
13. А.П.Бухвостов, И.М.Шмушкевич, ЖЭТФ, 37, 1471 /1959/.
14. Л.Вольфенштейн /частное сообщение/.
15. Я.Б.Зельдович, А.Д.Сахаров, ЖЭТФ, 32, 947, /1957/.
16. J.D.Jackson, Phys.Rev., 106, 330 (1957).
17. T.H.R.Skyrme, Phil.Mag., 2, 910 (1957).
18. J.G.Fetkovich, T.H.Fields, C.B.Yodh and M.Derrick, Phys.Rev.Letters 4, 570 (1960).
19. В.Б.Беляев, С.С.Герштейн, Б.Н.Захарьев, С.П.Ломнев, ЖЭТФ, 37, 1652, /1959/.
20. A.Ashmore, R.Nordhagen, K.Strauch, B.M.Townes, Proc.Phys.Soc. (London) 71, 161 (1958).