Письма в ЖЭТФ, том 16, вып. 1, стр. 58 – 60 *5 июля 1972 г.*

НЕ УКАЗЫВАЮТ ЛИ ЭКСПЕРИМЕНТЫ С СОЛНЕЧНЫМИ НЕЙТРИНО НА СУЩЕСТВОВАНИЕ РЕЗОНАНСА В СИСТЕМЕ $He^3 + He^3$?

Ю. С. Копысов, В. Н. Фетисов

Последняя серия экспериментов Дэвиса и др. [1] по регистрации потоков нейтрино от солнца с помощью реакции $Cl^{37}(\nu, e^-)Ar^{37}$ обнаружила заметное расхождение с предсказаниями эволюционной теории солнца. Экспериментальное значение скорости счета атомов Ar^{37} равно $(1{,}5 \pm 1)\cdot 10^{-36}$ *сек*$^{-1}$ на один атом Cl^{37}. Соответствующая теоретическая величина усредненного по спектру частиц произведения потока нейтрино ϕ на сечение реакции $Cl^{37}(\nu, e^-)Ar^{37}$, полученная в наиболее реалистической модели солнца, значительно больше экспериментальной и равна $\overline{\phi\sigma} = (9 \pm 5)\cdot 10^{-36}$ *сек*$^{-1}\cdot$*атом*$^{-1}$ [2].

Это расхождение вынуждает нас проанализировать методы расчета сечений ядерных реакций водородного цикла на солнце, приводящих к испусканию нейтрино:

$$H^1(p, e^+\nu)\, H^2(p, \gamma)\, He^3 \rightarrow (He^3, 2p)\, He^4, \qquad (1)$$

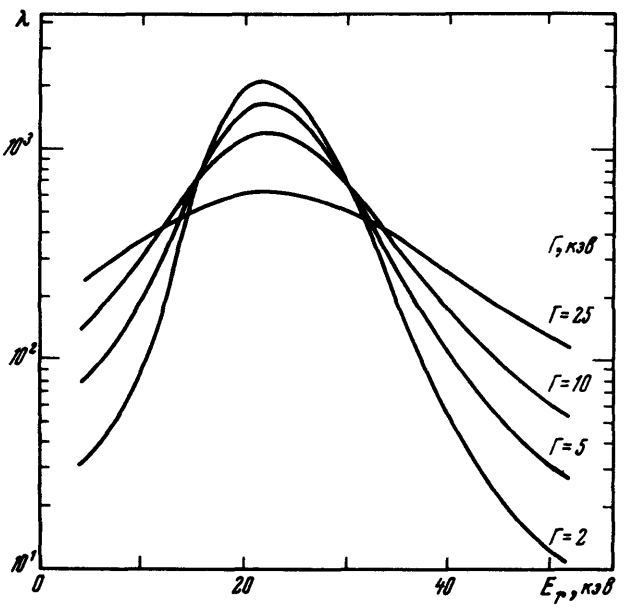
$$He^3 \rightarrow (\alpha, \gamma)\, Be^7 \rightarrow (e^-, \nu)\, Li^7(p, \alpha)\, He^4, \qquad (2)$$

$$Be^7 \rightarrow (p, \gamma)\, B^8(\nu\, e^+)\, Be^{8*}(\alpha)\, He^4. \qquad (3)$$

Некоторое подозрение вызывает обычный нерезонансный способ экстраполяции сечения процесса $He^3(He^3, 2p)He^4$, измеренного лишь до энергии 80 *кэв* [3], в область меньших энергий. Покажем, что в ядре Be^6 вблизи порога развала на $2He^3$ можно ожидать существование узкого уровня 0^+, и, следовательно, резонансной энергетической зависимости сечения реакции (1).

Обратимся к экспериментальным данным по спектрам уровней ядер Li^6 и He^4. Согласно анализу [4] в ядре He^4 существуют два дипольных состояния с $J^\pi = 1^-$, $T = 1$, обладающих оболочечной конфигурацией $|s^3p>$ в интервале энергии возбуждения 27 – 30 *Мэв*, и, расположенное ниже, монопольное возбуждение $J^\pi = 0^+$, $T = 0$ при $E^* \approx 20{,}3$ *Мэв*. Из экспериментальных данных по фотоядерным реакциям на Li^6 [5] и опытов [6] по квазисвободному рассеянию протонов на Li^7 известно, что при $E^* \approx 18 - 20$ *Мэв* в ядре Li^6 имеются возбуждения с конфигурацией $|s^3p^3>$, соответствующие по кластерной терминологии дипольному возбуждению α-частицы в Li^6 [7]. Используя данные по спектру He^4, получаем, что при переходе от дипольного внутреннего возбуждения α-кластера к монопольному соответствующий уровень с $J^\pi = 1^+$, $T = 0$ в Li^6 попадает в область

на 7 – 10 *Мэв* ниже группы дипольных уровней, т. е. где-то в район $E^+ \approx 12$ *Мэв*. Вследствие того, что у ядер Be^6, He^6 изоспин $T = 1$, аналогичного состояния в этих ядрах не существует. Однако во всех трех ядрах с $A = 6$ должен быть уровень одинаковой природы с $J^\pi = 0^+$, $T = 1$, возникающий за счет возбуждения квазидейтрона в синглетное кластерное состояние с $T = 1$, при сохранении монопольного возбуждения α-кластера. В ядре Li^6 первый 0^+-уровень с $T = 1$ и $E^*(Li^6) = 3{,}5$ *Мэв* возникает именно за счет такого типа возбуждения квазидейтрона [8]. Добавляя 3,5 *Мэв* к $E^*(Li^6)$ монопольного возбуждения α-кластера, находим, что в ядрах Be^6 и He^6 0^+-уровень попадает в область порога образования $2He^3$ или $2H^3$. Приведенная ширина распада этого состояния по каналу $2N + He^4$ из-за разрушения α-кластера должна быть значительно меньше приведенной ширины распада по каналам $He^3 + He^3$ и $H^3 + H^3$. Дополнительно к этому отметим, что в обзоре [9] имеются указания на наличие уровня положительной четности в Li^6 при $E^* \approx 15{,}8$ *Мэв*.



Зависимость отношения скоростей резонансной и нерезонансной реакции $He^3(He^3, 2p)He^4$ от параметров E_r и Г при $\ell = 0$

Возвращаясь к астрофизическому аспекту развитой аргументации в пользу существования новых уровней в ядрах с $A = 6$, мы можем допустить, что 0^+-уровень указанной выше природы попадает в область гамовского пика, расположенного в районе 20 *кэв* выше порога развала Be^6 на $He^3 + He^3$. Для оценки влияния резонанса на скорость реакции [1] мы использовали в расчетах значение температуры в центре солнца равное $T_c = 1{,}5 \cdot 10^7$ °K, с которой в работе [2] было получено $\overline{\phi\sigma} = (9 \pm 5) \cdot 10^{-36}$ *сек*$^{-1} \cdot$ *атом*$^{-1}$.

На рисунке показано отношение $\lambda = \langle \sigma v \rangle_{рез} / \langle \sigma v \rangle_{нерез}$ ($\langle \sigma v \rangle$ – произведение сечения на скорость, усредненное по распределению Максвелла) скоростей резонансной и нерезонансной реакций в зависимости от резонансной энергии E_r и полной ширины резонанса Г. Для

получения максимального эффекта приведенная ширина входного канала была принята равной вигнеровскому пределу $\frac{3}{2}\hbar^2/\mu R^2$, где $R = 3{,}4$ *ф* – радиус канала. Из рисунка видно, что наибольшая величина отношения равна $\sim 2\cdot 10^3$ при $E_r = 21$ *кэв* и $\Gamma < 6$ *кэв*.

Уменьшение скорости счета вследствие резкого усиления скорости реакции (1) можно оценить для детектора Дэвиса по формуле [10]: $(\overline{\phi\sigma})_{рез} \approx \lambda^{-0,37}(\overline{\phi\sigma})_{нерез}$. В наиболее благоприятном случае скорость счета может снизиться в 16 раз и оказаться на уровне порога чувствительности детектора равного $\sim 0{,}4\cdot 10^{-36}$ *сек*$^{-1}\cdot$ *атом*$^{-1}$[1].

Добавим, что в случае резонанса с $\ell = 1$, несмотря на уменьшение проницаемости P-волны в $\sim 10^2$, все еще получается уменьшение скорости счета в несколько раз.

В связи с указанной возможностью объяснения экспериментов Дэвиса и др. исключительный интерес представляют поиски точного положения уровней 1^+ и 0^+ с изоспином $T = 0$ и $T = 1$ в Li^6 в районе $E^* \sim 10 - 16$ *Мэв*. В принципе, эти уровни можно попытаться обнаружить в реакции неупругого рассеяния электронов, которое может приводить к монопольному возбуждению α-кластера в Li^6, а также в реакции $He^3(\alpha, n)\,Be^{6*}$ по спектру вылетающих нейтронов.

Авторы выражают искреннюю благодарность Р.А.Эрамжяну за ценное обсуждение результатов работы и важных вопросов структуры ядра Li^6.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
30 мая 1972 г.

Литература

[1] R.Davis Jr., L.C.Rogers, V.Radeka. Bull Amer. Phys. Soc., 16, 631, 1971.

[2] J.N.Bahcall, R.K.Ulrich. Ap. J., 170, 593, 1971.

[3] M.R.Dwarakanath, H.Winkler. Phys. Rev., C4, 1532, 1971.

[4] C.Werntz, W.Meyrhof. Nucl. Phys., A121, 38, 1968.

[5] I.V.Kurdymov, Yu. F.Smirnov, K.V.Shitikova, S.Kh. El – Samarai. Phys. Lett., 31B, 163, 1970.

[6] K.Dietrich. Phys. Lett., 2, 139, 1962.

[7] В.А.Вартанян, Д.Е.Доготарь, Р.А.Эрамжян. Тезисы доклада представленного на IV Междунар. конф. по физике высоких энергий и структуре ядра, D1 – 5988, стр. 108, Дубна, 1971.

[8] А.Н.Бояркина. Изв. АН СССР, сер. физ., 28, 338, 1964.

[9] T.Lanritsen, F.Ajzenberg – Selove. Nucl. Phys., 78, 1, 1966.

[10] J.N.Bahcall, N.A.Bahcall, R.K.Ulrich. Ap. J., 156, 559, 1969.