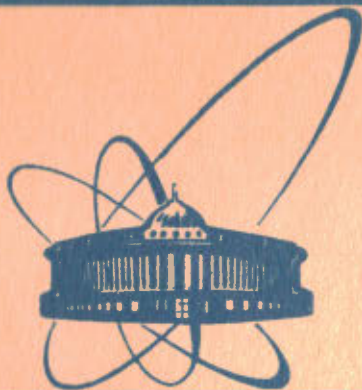


18/0184



**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P7-84-166

Е.Г.Наджаков, Ю.П.Гангрский, Б.Н.Марков

РЕАКЦИИ ЗАХВАТА СОЛНЕЧНЫХ НЕЙТРИНО

1984

1. СУТЬ ПРОБЛЕМЫ

Необходимость регистрации солнечных нейтрино выяснена относительно давно. Она связана с уникальными возможностями нейтрино нести информацию о процессах, происходящих внутри Солнца, и, таким образом, пролить свет на основные астрофизические вопросы эволюции звезд /1/.

В связи с этим предложен ряд реакций типа:



обратных бета-распаду с захватом электрона. Для некоторых из них в обзоре /2/ /см. также /1,3/ / приведены расчеты сечений захвата нейтрино. Самые высокие сечения для разрешенных переходов меняются от 10^{-44} см^2 для самой мягкой до 10^{-42} см^2 для самой жесткой компонент спектра нейтрино. При ожидаемых потоках солнечных нейтрино от $6,07 \times 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ до $5,6 \times 10^6 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ соответственно для мягкой и жесткой компонент, это дает максимальные скорости захвата от $6 \times 10^{-34} \text{ с}^{-1}$ до $6 \times 10^{-36} \text{ с}^{-1}$ /число захватов одним атомом в секунду/, или от 600 до 6 SNU /единиц солнечных нейтрино/. Для средних ядер / $A \approx 60$ / это означает от 0,5 до 0,005 захватов тонной элемента за сутки, что иллюстрирует сложность такого эксперимента.

Тем не менее, успешно проведен эксперимент с реакцией



чувствительной главным образом к жесткой компоненте, и получено значение скорости захвата $/2,2 \pm 0,4/ \cdot 10^{-36} \text{ с}^{-1}$ /4,5/. Из-за расхождения этой величины с предсказанной на основе стандартной модели Солнца $/7,6 \pm 1,1/ \cdot 10^{-36} \text{ с}^{-1}$ /1/ и возникла так называемая проблема солнечных нейтрино. Неясно, связано ли такое расхождение с моделью Солнца, т.е. с астрофизической проблемой, или с более фундаментальной физической проблемой распада или осцилляций нейтрино /2/. Эта ситуация усилила интерес к подобным экспериментам.

С точки зрения интерпретации результатов таких экспериментов возник вопрос о регистрации мягкой компоненты. Более основательный подход включил бы даже спектроскопию нейтрино несколькими детекторами на основе реакций с разными порогами. Конечной целью было бы определение интенсивностей всех шести компонент нейтрино, излучаемых в результате разных реакций - источников в недрах Солнца /1,2/.

В методическом плане намечаются два направления таких исследований. На основе первого проведен эксперимент ^{4/} с реакцией ^{2/}, основанный на выделении продукта реакции и регистрации радиоактивного излучения. При таком способе выгоднее применять реакции с относительно короткоживущими продуктами. Однако огромное количество вещества в детекторе ^{380 тыс. л C₂Cl₄, см.^{4/} / приводит к длительной процедуре выделения, что накладывает ограничения снизу на время жизни продукта: у всех предложенных детекторов это время больше 10 дней.}

Второе направление основано на радиохимическом выделении продуктов реакции из геологических образцов ^{5,6/}. Здесь выгоднее использовать большее время жизни, например $\geq 10^4$ лет. Это предполагает регистрацию средних потоков солнечных нейтрино в течение всего времени жизни продукта. Отсюда ясны преимущества и недостатки обоих направлений. Второе направление позволит получить намного большие выходы продуктов вследствие большего времени их накопления. Однако оно может привести к неопределенностям, присущим геологическим поискам, например, при учете фона и миграции продукта.

2. ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Существует около 10 предложений ^{2,3,5,6/} проведения экспериментов по регистрации солнечных нейтрино. Все они - результат применения разных, не объединенных в единую систему, принципов отбора. Эти признаки зачастую связаны с такими изменяющимися обстоятельствами, как метод регистрации, связанный с развитием техники на данном этапе, и наличие хорошо исследованной схемы уровней ядра и продукта, определяющей надежности предсказаний сечений в данный момент. В итоге у ряда предложений есть серьезные недостатки, зачастую приводящие к пессимистическим прогнозам ^{5/}.

В связи с описанной выше обстановкой нам представляется полезным попытаться пролить свет на проблему в следующих направлениях:

1/ Ввести определенные, физически разумные критерии подбора, не зависящие от названных выше временных факторов.

2/ Просмотреть всю таблицу изотопов ^{7/} и выявить удовлетворяющие этим критериям реакции, пригодные для регистрации солнечных нейтрино.

3/ Развить методы расчета сечений таких реакций, аналогичные методам расчета ^{2/}, и оценить эффективность этих реакций в роли детекторов.

4/ Желательно известные методы расчета ^{2/} обобщить так, чтобы сделать возможными оценки и там, где схемы уровней плохо известны. Разумеется, такие оценки будут содержать модельные элементы. Таким образом, они могут быть изменены в процессе будущих ис-

следований, уточняющих схемы уровней. Однако именно они позволят дать общий взгляд на обозримую часть таблицы изотопов. Дальнейший выбор реакции детектора может быть сделан уже с учетом дополнительных требований исходя из конкретного метода регистрации и надежности предсказаний сечения захвата.

В последнее время особое внимание уделяется новым методам регистрации, в частности, применению лазерной техники для детектирования одиночных атомов ^{8,9/}. В связи с этим нами обращено внимание на использование современных лазеров с перестраиваемой частотой для сверхчувствительного анализа дочерних продуктов реакций /до 10^4 - 10^5 атомов в образце/ и, таким образом, - для поиска редких процессов, в частности, двойного бета-распада ^{10/}, и для регистрации солнечных нейтрино ^{11/}. Желательно рассмотреть также наличие реакций, удобных для регистрации этим методом.

3. КРИТЕРИИ ПОДБОРА РЕАКЦИЙ

Чтобы не пропустить нужной реакции, сами критерии должны быть подобраны таким образом, чтобы они были по возможности независимы от метода детектирования продукта реакции и от знания схемы его уровней. С другой стороны, они не должны оставлять слишком большую свободу выбора, чтобы не загрузить дальнейшие оценки многими нереалистичными случаями. Ясно, что эти критерии должны быть связаны с физическими параметрами реакций, определяющими их эффективность как детекторов солнечных нейтрино.

Первый критерий связан с изотопной распространенностью начального ядра в естественном элементе p и с периодами полураспада t начального (i) и конечного (f) ядра:

$$i: st, \text{ при } p \geq 1\%, \quad f: t \geq 10 \text{ дней.} \quad /3/$$

Ясно, что начальное ядро должно быть стабильным (st), с не очень низкой изотопной распространенностью из-за огромных количеств вещества, необходимых для нейтринного детектора /см. раздел 1/, исключаяющих применение мишеней из радиоактивных или сепарированных изотопов. Конечное ядро должно быть достаточно долгоживущим вследствие низких скоростей захвата и длительной процедуры извлечения продукта /см. раздел 1/.

Второй критерий связан с требованием допустить в принципе только разрешенные переходы /РП/, включая сверхразрешенные переходы /СРП/, т.к. у остальных предсказываются очень низкие сечения:

$$\pi_f \pi_i = + \quad I_f - I_i = 0, \pm 1, \quad \text{или} \quad \pi_f \pi_i = - \quad I_f - I_i = 0, \quad /4/$$

где π - пространственная четность, I - спин начального (i) и конечного (f) состояний. Первая часть ϕ -лы /4/ - правила отбора разрешенных переходов, вторая - исключения типа $1/2^+ \rightarrow 1/2^-$ в тяжелых ядрах, у которых вероятности переходов сильно возрастают.

Третий критерий связан с величиной $lgft$, где ft , как известно, обратно пропорционально квадрату приведенного матричного элемента перехода:

$$lgft < 6. \quad /5/$$

Так как сечение пропорционально квадрату матричного элемента и таким образом - обратно пропорционально ft /см. раздел 5/, то это требование связано непосредственно с величиной сечения, т.е. с эффективностью регистрации. Если бы схемы уровней были везде хорошо известны, то второй критерий не понадобился бы, так как третий полностью бы его заменил. Следовательно, второй критерий служит для предварительного отбора там, где применить третий нельзя, так как $lgft$ неизвестен.

Четвертый критерий связан с энергетическим порогом захвата нейтрино V , определяемым $Q + E$ /без учета незначительных поправок^{/2//}. В сумму входят величина электронного захвата Q и энергия возбуждения E уровня конечного ядра, на который идет захват /для основного состояния $E = 0$ /^{/7/}:

$$V < 1,5 \text{ МэВ /РП/ или } V < 8 \text{ МэВ /СРП/.} \quad /6/$$

Из шести компонент солнечных нейтрино, возникающих в процессе реакций, источники которых находятся в недрах Солнца /реакций источника/, указанных в табл.1, пять - с максимальными энергиями, которые ниже или близки к 1,5 МэВ. Устранение случаев, не отвечающих формуле /6/, приведет только к исключению реакций, регистрирующих наиболее жесткую компоненту. Вместе с тем, повышение порога реакции на 1,5 МэВ уменьшает ее сечение примерно на два порядка, главным образом вследствие срезания интенсивных мягких компонент. Что касается сверхразрешенных переходов в изобарные аналоговые состояния, то они чувствительны только к самой жесткой компоненте из-за высокого порога реакции, но у них сечения примерно на два порядка выше, так как $lgft$ примерно на 2 единицы ниже /см. формулу /16/ из раздела 6/. Поэтому можно допустить уменьшение сечения захвата вследствие повышения порога реакции примерно на 8 МэВ. Кроме того, состояния с очень высокой энергией возбуждения оказываются нестабильными по отношению к испусканию нуклона. Переходы к ним могут не привести к тому же самому продукту реакции и не дать вклада в интересующее нас сечение. Разумеется, это приведет к реакциям для регистрации нейтрино другого типа по сравнению с /1/, с изменением A , которые иногда могут быть полезными. Мы решили таких реакций пока не рассматривать из-за больших неопределенностей их сечений. Четвертый критерий наиболее условен, но позволил свести число рассматриваемых реакций к разумному.

В результате применения этих четырех критериев /3-6/ среди возможных реакций типа /1/ остались 46, которые будут рассмотрены в дальнейшем /см. табл.1 и 2 раздела 7/. Для 9 из них

имеются более или менее определенные предсказания^{/2/}, а для одной выполнен эксперимент^{/4/}.

4. ПОТОКИ СОЛНЕЧНЫХ НЕЙТРИНО

Среди реакций источников солнечных нейтрино две - типа электронного (e^-) захвата:



дающие нейтрино (ν) с дискретными энергиями $W = W_\nu = Q - E$, где E - энергия возбуждения уровня конечного ядра X_f /будем пользоваться также безразмерными энергиями $w = w_\nu = W_\nu / (mc^2)$ - отношениями энергии W_ν к энергии покоя электрона mc^2 /, и соответствующими схеме распада относительными интенсивностями. Четыре реакции - бета-распад с испусканием позитронов (e^+):



дающий нейтрино непрерывного спектра с максимальной энергией $U = Q - 2mc^2$ ($u = U / (mc^2)$) и энергетическим распределением потока^{/2/}:

$$\phi_k(w) = \phi_{0k} w_\nu^2 w_{e^+} p_{e^+} F(-Z, w_{e^+}), \quad /9/$$

где энергия позитрона $W_{e^+} = U - W_\nu + mc^2$ ($w_{e^+} = W_{e^+} / (mc^2)$) и импульс позитрона P_{e^+} ($p_{e^+} = P_{e^+} / (mc)$). Здесь ϕ_{0k} - нормирующий множитель, а $F(-Z, w_{e^+})$ - известная безразмерная функция Ферми для позитрона. Абсолютное суммарное значение потока для данного дискретного источника k /7/, как и абсолютное интегральное значение потока для непрерывного источника k /8/:

$$\phi_k = \int_0^u \phi_k(w) dw, \quad /10/$$

на земной поверхности зависят от астрофизической модели Солнца. Для стандартной модели все реакции источника вместе с $\phi = \phi_k$, приведены в табл.1 и 2 по данным работы^{/1/}.

Энергетические распределения потоков солнечных нейтрино на земной поверхности всех шести источников, рассчитанные указанным образом, приведены на рис.1. Видны две дискретные линии для источников типа /7/ и четыре непрерывных распределения для /8/, обращаясь в нуль при $W = 0$ и максимальной энергии $W = U$, а также проходящих через максимум между ними.

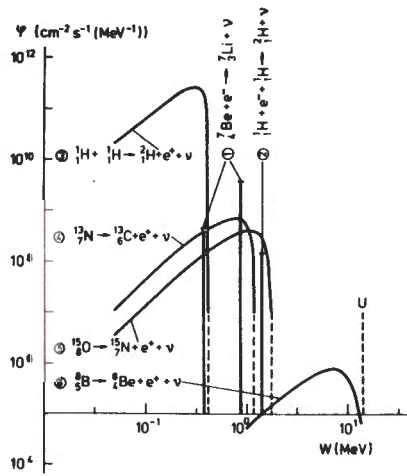


Рис.1. Энергетические распределения потоков солнечных нейтрино на земле для двух дискретных /1,2/ компонент в единицах $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ и четырех непрерывных /2-6/ компонент в единицах $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{МэВ}^{-1}$.

5. СЕЧЕНИЯ ЗАХВАТА НЕЙТРИНО

Сечение реакции детектора /1/ в зависимости от безразмерной энергии нейтрино $w = W(\text{mc}^2)$ задается /2/:

$$\sigma(w - v) = \frac{12060s}{ft} \frac{w_{e^-} - p_{e^-}}{2\pi\alpha} F(Z, w_{e^-}) \cdot 10^{-46} \text{см}^2, \quad /11/$$

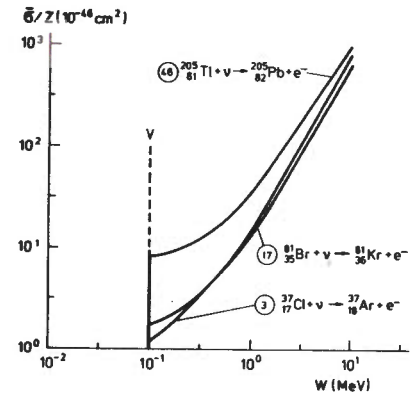
где $v = V/(\text{mc}^2)$ - безразмерный порог. Здесь числовой множитель определяется комбинацией фундаментальных констант, $\alpha = e^2/(4\pi\epsilon_0 \hbar c) = 1/137,036$ - безразмерная константа тонкой структуры. Как известно, $(ft)^{-1}$ отличается от квадрата приведенного матричного элемента перехода множителем из фундаментальных констант, и, таким образом, определяет всю зависимость сечения от ядерной структуры. Под ft здесь понимается $(ft)_{i \rightarrow f}$ прямого перехода. Если из электронного захвата известно $(ft)_{f \rightarrow i}$ обратного перехода, то его можно привести к прямому через статистический множитель:

$$(ft)_{i \rightarrow f} = (ft)_{f \rightarrow i} \frac{2I_i + 1}{2I_f + 1}, \quad /12/$$

$w_{e^-} = W_e - V + \text{mc}^2$ - энергия электрона, $w_{e^-} = W_{e^-}/(\text{mc}^2)$ - безразмерная энергия электрона, p_{e^-} - его импульс, $p_{e^-} = p_{e^-}/(\text{mc}) =$

$= \sqrt{w_{e^-}^2 - 1}$ - безразмерный импульс. Произведение $w_{e^-} p_{e^-}$ является кинематическим фактором, определяемым плотностью состояний свободного электрона. $F(Z, w_{e^-})$ - известная безразмерная функция Ферми для электрона, преобразующая эту плотность в плотность связанного электрона, и, кроме Z , зависит слегка и от A . Таким образом, σ зависит от $w - v$, потому что $w_{e^-} = w - v + 1$.

Рис.2. Сечение захвата нейтрино в зависимости от энергии нейтрино W и атомного номера ядра продукта Z . По ординате отложено $\bar{\sigma}/Z$, где $\bar{\sigma}$ - сечение при условном $ft = 12060 \theta(Z)$, $\theta(Z) = 1,0028; 1,0114; 1,0800$ для $Z = 18, 36, 82$, т.е. для случаев 3, 17, 46, и при условном пороге $V = 0,1 \text{ МэВ}$.



При выбранных одних и тех же значениях $\lg ft$ и V сечение σ зависит от энергии W и атомного номера Z , как показано на рис.2. Его рост с энергией W и атомным номером Z тем медленней, чем больше соответственно значения Z и W . Чтобы получить реальное сечение, надо произвести сдвиг по ординате, соответствующий переходу от условного к настоящему ft из-за обратной пропорциональности, и сдвиг по абсциссе после перехода к линейной шкале, соответствующий переходу от условного к настоящему порогу V .

Среднее сечение σ_k захвата нейтрино данным дискретным источником k /7/ можно найти непосредственно, применяя /11/. Для непрерывного источника k /8/:

$$\sigma_k = \int_v^u \phi_k(w) \sigma(w - v) dw / \int_0^u \phi_k(w) dw. \quad /13/$$

Интегральная скорость захвата нейтрино непрерывным источником находится из /10/ и /13/ как

$$\phi_k \sigma_k = \int_v^u \phi_k(w) \sigma(w - v) dw. \quad /14/$$

Наконец, полная скорость захвата всех компонент нейтрино из источников k получается:

$$\sum_k \phi_k \sigma_k. \quad /15/$$

Среднее сечение σ при нулевом пороге ($V=0$) равняется сечению $\sigma(w - v)$ для некоторой энергии W немного выше максимума $\phi(w)$. При возрастании порога V сечение σ уменьшается за счет уменьшения доли регистрируемого потока нейтрино

$$\int_v^u \phi_k(w) dw / \int_0^u \phi_k(w) dw.$$

Оно, естественно, обратится в нуль при $v \geq u$, когда порог детектора V сравняется или превысит максимальную энергию источника U .

Из формул предыдущего /4/ и настоящего разделов видно, что конкретные расчеты сводятся к вычислению функций Ферми и интегралов. Несмотря на наличие таблиц функций Ферми, для удобства вычисления мы предпочли запрограммировать аналитическую процедуру /2/ вместе с поправками, рекомендуемыми там же. Для этого ввели дополнительно корректирующий множитель с одним параметром, зависящий только от Z и немного отличающийся от единицы лишь для самых тяжелых ядер /0,9852 для $Z = 18$, 0,7379 для $Z = 82$ /. Точность вычислительной процедуры в программе можно менять: для расчетов раздела 7 уровень точности выбран таким, чтобы она была не хуже 5%, что при обычных неопределенностях в схемах уровней /см. раздел 6/ достаточно.

Таким образом, мы получили хорошее совпадение наших расчетов с расчетами Дж.Бакала /2/ и его исправлениями /1,3/ для всех рассмотренных там же 9 детекторов разного атомного номера /от 4 до 82/ и для всех 6 источников разной энергии нейтрино /см. раздел 8, вывод 1/.

6. СИЛОВЫЕ ФУНКЦИИ ЗАХВАТА НЕЙТРИНО

Из /11/ видно, что для осуществления модельно-независимых предсказаний сечений захвата нужно, в принципе, иметь эмпирическую информацию для всей схемы уровней ядра-продукта вплоть до энергий порядка 8-10 МэВ, как это показано на рис.3. Для получения сечения следует просуммировать выражение /11/ по всем уровням (f), на которые идут разрешенные переходы. Результат зависит от схемы уровней, определяющей порог V и приведенные вероятности переходов на каждый уровень f , пропорциональные $(ft)_i^{-1} f$, т.е. через силовую функцию захвата нейтрино $(ft)^{-1}(v)$. На практике, однако, схема уровней известна в достаточно полном виде только для одной реакции захвата, а именно, для /2/. Поэтому следует обсудить те аппроксимации силовой функции, которые мы будем применять.

Из-за уменьшения сечения при повышении порога /см. рис.2/, во многих случаях удается сделать достаточно хорошее предсказание по одному нижайшему уровню /основному g или возбужденному e на рис.3/. Второй уровень e нужно учитывать по его заметному вкладу, т.е. когда он близок по энергии к первому со сравнимым $(ft)^{-1}$, либо когда он выше, но с большим $(ft)^{-1}$.

В легких ядрах надо учитывать изобарные аналоговые состояния / a на рис.3/ из-за сверхразрешенных переходов преимущественно фермиевского (F) типа. Для этих состояний разработана достаточно хорошая систематика /12/ энергий возбуждения E и порогов $V = Q + E$, а также дана надежная формула /13/, по которой их

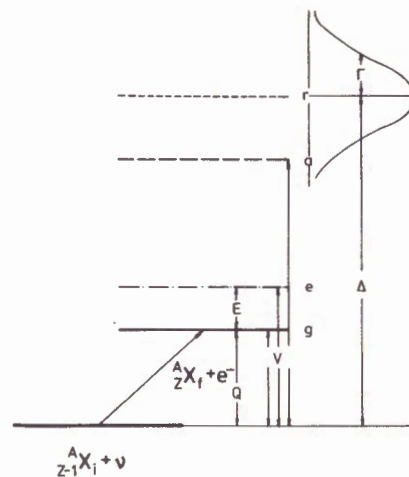


Рис.3. Реакция захвата нейтрино и схема уровней ядра-продукта ${}^A_Z X_f$: g - основное, e - возбужденное, a - аналоговое состояние, Γ - ГТ-резонанс.

можно найти, даже когда они не измерены. При $Z > 42$ такие состояния поднимаются до энергий 12 МэВ и выше, т.е. практически превышают максимальную энергию $U = 14$ МэВ самой жесткой компоненты солнечных нейтрино, вследствие чего сечение перехода на них обращается практически в нуль. Есть также очень простая формула /14/

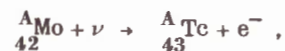
нахождения их ft в предположении, что сверхразрешенный переход на аналоговое состояние - практически чисто фермиевский (F), что хорошо оправдано /2/:

$$ft = 3100 / T_s,$$

/16/

где T - изоспин обоих состояний i и f . К ним надо относиться с осторожностью из-за возможной нестабильности по отношению к испусканию нуклонов.

В последние годы обнаружены гамов-теллеровские /ГТ/ резонансы / Γ на рис.3/. Их значение для регистрации нейтрино в том, что хотя они лежат несколько выше аналоговых (a) состояний, но для них квадрат матричного элемента - того же порядка. Кроме того, они значительно шире, поэтому даже когда максимум расщепления Γ оказывается слишком высоко, нижняя часть Γ останется ниже максимальной энергии нейтрино и может давать заметный вклад в сечение. На этом основано одно из последних предложений регистрации солнечных нейтрино /6/ по реакции:



/17/

где $A = 97,98$, имеющей без учета ГТ-резонансов очень малое сечение.

Систематика ГТ-резонансов очень скудна /15/, косвенные данные можно было бы получить лишь из систематики M1-переходов /16/. Только в последнее время начал накапливаться материал, основанный на измерении сечений реакций перезарядки (p, n) под 0° /17/. Продемонстрированы также возможности этого метода получать достаточно точные эмпирические данные о схеме уровней для модельно-независимого предсказания сечения захвата нейтрино /18,19/.

Попытаемся использовать такую систематику для модельной оценки вклада ГТ-резонансов в сечение захвата нейтрино. Для сечения перехода на ГТ-резонанс σ_r по отношению к сечению перехода на аналоговое состояние σ_a получаем:

$$\sigma_r (w - v) = 1,5625 \eta \sigma_a (w - v), \quad /18/$$

где числовой множитель - квадрат отношения аксиальной и векторной амплитуд слабых взаимодействий ^{/18/}, η - отношение квадратов ГТ- к F-матричному элементу. Из систематики известно, что $\eta \approx 1$. Значение порога максимума резонанса определяется выражением:

$$\Delta = V + \epsilon, \quad /19/$$

где V - порог а. Можно принять $\epsilon = 3$ МэВ, несмотря на соображения некоторой зависимости ϵ от $N - Z$ ^{/15/} из-за их ненадежности. Для не очень исследованной величины полуширины на половине высоты примем, на основании данных ^{/17,18/}:

$$\Gamma = \zeta \Delta, \quad /20/$$

где $\zeta = 0,16$.

Самый неясный пункт - относительно формы $\psi(v)$ распределения порога v. Исследуем две экстремальные возможности формы, определяемые функциями: медленно убывающей лоренцевой (L):

$$\psi_L(v) = \frac{1}{\pi \gamma} \frac{1}{1 + \frac{(v - \delta)^2}{\gamma^2}} \quad /21/$$

и быстро убывающей гауссовой (G):

$$\psi_G(v) = \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \frac{1}{\gamma} e^{-\ln 2 \frac{(v - \delta)^2}{\gamma^2}}, \quad /22/$$

$$(\delta = \Delta / (mc^2), \quad \gamma = \Gamma / (mc^2)).$$

В данном случае размытого порога резонанса Γ , сечение σ_r можно получить, усредняя ^{/13/} по порогу с весовым множителем $\psi(v)$, из ^{/21/} или ^{/22/}:

$$\sigma_r = \int_0^v dv \psi(v) \int_v^w dw \phi(w) \sigma_r(w - v) / \int_0^w dw \phi(w). \quad /23/$$

Вклад Γ существен только для самой жесткой компоненты солнечных нейтрино.

7. РАСЧЕТЫ СЕЧЕНИЙ И СКОРОСТЕЙ ЗАХВАТА

В табл.1 приведены результаты расчетов средних сечений σ для всех 6 реакций источников солнечных нейтрино, и для 46 реакций детекторов нейтрино, подобранных в результате

применения критериев ^{/3-6/} раздела 3 /уровень точности вычисления σ 5% - см.раздел 5/. Для источников указаны потоки ϕ на основе стандартной модели Солнца ^{/1/} и максимальные энергии U. Для детекторов даны вклады в сечение всех использованных состояний ядра-продукта /g - основное, e - возбужденные, a - аналоговое, r - ГТ-резонанс/, как и результаты расчетов Дж.Бакала ^{/1-3/} для 9 случаев /B/. Указаны распространенность р изотопа ядра-мишени, период полураспада t ядра-продукта /в скобках - % распадов, приходящихся на ветвь с данным t /, спин и четность I_i^π начального и I_f^π конечного состояний /для a в скобках в колонке I_i^π указан общий изоспин T /. Указано значение lgft для прямого перехода i \rightarrow f, рассчитанное из обратного согласно ^{/12/} там, где эксперимент присутствует /помечено звездочкой *, /, или интерполированное из соседних переходов /для g, e / и оцененное, согласно ^{/16/}, /для a /, там, где эксперимента нет. Для тех 9 случаев, где есть расчет (B), значение lgft взято из ^{/1-3/}, а для случая 39 - из ^{/20/}. Для g, e, a указан порог V, для r - порог в максимуме Δ и в скобках - полуширина на половине порога Γ . Для ГТ-резонансов r расчеты проводились для обеих форм L ^{/21/} и G ^{/22/}, но приведены только для G ^{/22/} по соображениям, указанным в разделе 8, вывод 1.

В табл.2 приведены парциальные скорости захвата $\phi\sigma$, согласно ^{/14/}, и полные $\Sigma\phi\sigma$, согласно ^{/15/}, рассчитанные с сечениями захвата из табл.1 и потоками нейтрино для стандартной модели Солнца, приведенными в табл.1 и 2. Элементарно могут быть найдены и скорости захвата для любой другой модели Солнца с сечениями σ из табл.1 и потоками ϕ , например, из ^{/1/}. Кроме того, приведены полные выходы /за время, большее по сравнению с периодом полураспада t /, полученные путем умножения полной скорости захвата на $t/\ln 2$. Если $t/\ln 2$ больше возраста метеоритов $t_s = 4,55 \times 10^9$ у ^{/1/} / t_s близко к возрасту Солнца/, например, если продукт стабилен, то приведен выход после замены $t/\ln 2$ на t_s . Для таких реакций, как и для реакций, когда $t/\ln 2$ близко к t_s , выходы нужно считать условными, поэтому они указаны в скобках. Для геологических поисков такие реакции использовать нельзя, а для других измерений нужно с осторожностью, из-за возможных загрязнений мишени продуктами, существующими в природе.

8. ОБСУЖДЕНИЕ РАСЧЕТОВ

Из табл.1 и 2 можно сделать следующие выводы:

1/ Во всех 9 случаях реакций ^{/1,3,8,11,13,17,20,30,46/} результаты Дж.Бакала из ^{/2/} /кроме случая 1 - см.исправление Дж.Бакала ^{/1/} и случая 17 - см.его же ревизию за счет изменения ft и учета а ^{/3/} /воспроизводятся практически полностью, если принять во внимание те же самые уровни /см.табл.1/. Некоторые

Таблица 1

Реакция детектора		P (%)	t	π_i (T)	π_f	Ig ft * exp	V, Δ (Г) (MeV)	Сечение захвата нейтрино σ (10^{-46} cm^2)						
g	e	a	r	B	g+e	e+a+r		1	2	3	4	5	6	
Реакция источника		Сечение захвата нейтрино σ (10^{-46} cm^2)												
g		e												
a		r												
B		g+a+r												
${}^7_3\text{Li} \rightarrow {}^4_2\text{Be}$		92.5	53.3 d	$\frac{3}{2}$ $(\frac{1}{2})$	$\frac{3}{2}$ $(\frac{1}{2})$	3.3263* 3.5593	0.86184 1.2910	- -	562.6 90.17	- -	- -	41.45 19.33	201.7 14350	27500 14350
${}^{22}_{10}\text{Ne} \rightarrow {}^{22}_{11}\text{Na}$		9.22	2.602 y	0 ⁺ (1)	1 ⁺ 0 ⁺	3.7 3.4914	3.4251 3.4991	- -	646 -	- -	- -	41.45 -	221.0 -	41850 10038
							6.4991 (1.040)							4691 21100

g — основное состояние
e — возбужденное состояние
a — аналоговое состояние
r — GT резонанс
B — Bahcall /1,2,3/

Работа

Эта

ста

ста

①

②

Таблица 1 / продолжение /

Реакция детектора	P	t	i	f	lg ft	V	1	2	3	4	5	6
${}^{37}_{17}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}_{18}\text{Ar}$	24.23	35.0 d	$\frac{3}{2}$ $(\frac{3}{2})$	$\frac{3}{2}$ $(\frac{3}{2})$	5.1004* 3.28*	0.8138 5.794 8.794 (1.407)	2.403 -	15.74 -	- -	1.717 -	6.281 -	664.3 7593 2527
${}^{40}_{18}\text{Ar} \rightarrow {}^{40}_{19}\text{K}$	99.60	1.28×10^9 y	0 ⁺ (2)	1 ⁺ 0 ⁺	4.0 3.1551	3.7949 5.883 8.883 (1.421)	- -	- -	- -	- -	- -	10780 10800 3447 10357
${}^{41}_{19}\text{K} \rightarrow {}^{41}_{20}\text{Ca}$	6.73	1.0×10^5 y	$\frac{3}{2}$ $(\frac{3}{2})$	$\frac{3}{2}$ $(\frac{3}{2})$	4.8 3.28	2.4312 6.238 9.238 (1.478)	2.38 -	15.6 -	- -	1.66 -	6.61 -	3192 17000 886.4
${}^{48}_{22}\text{Ti} \rightarrow {}^{48}_{23}\text{V}$	73.7	15.976 d	0 ⁺ (2)	1 ⁺ 0 ⁺	4.0 3.1551	4.4356 7.034 10.034 (1.605)	- -	- -	- -	- -	- -	6842 1963 9691 3011 6303 1629 10940

Таблица 1 / продолжение /

	P	t	i	f	lg ft	v	1	2	3	4	5	6
${}^{49}_{22}\text{Ti} \rightarrow {}^{49}_{23}\text{V}$	5.4	330 d	$\frac{7^-}{2}$	$\frac{7^-}{2}$	6.2*	0.6018	0.5618	2.100	-	0.4149	0.9972	63.53
⑦	e		$(\frac{5}{2})$	$\frac{5^-}{2}$	5.9	0.6924	0.8317	3.629	-	0.5968	1.629	123.9
	a			$\frac{7^-}{2}$	3.0582	7.033	-	-	-	-	-	7884
	r					10.033						2038
$g \cdot e \cdot a \cdot r$						(1.605)	1.393	5.729	-	1.012	2.626	10110
${}^{51}_{23}\text{V} \rightarrow {}^{51}_{24}\text{Cr}$	99.750	27.70 d	$\frac{7^-}{2}$	$\frac{7^-}{2}$	5.3856*	0.7513	2.257	11.11	-	1.559	4.736	410.0
⑧	a		$(\frac{5}{2})$	$\frac{7^-}{2}$	3.0582	7.36 ₄	-	-	-	-	-	6369
	r					10.36 ₄						1654
$g \cdot a \cdot r$						(1.658)	2.257	11.11	-	1.559	4.736	8433
B							2.23	11.0	-	1.52	4.94	~10000
${}^{53}_{24}\text{Cr} \rightarrow {}^{53}_{25}\text{Mn}$	9.50	3.7×10^6 y	$\frac{3^-}{2}$	$\frac{5^-}{2}$	5.0	0.9742	-	18.12	-	0.9925	6.319	966.9
⑨	a		$(\frac{5}{2})$	$\frac{3^-}{2}$	3.0582	7.567	-	-	-	-	-	5066
	r					10.567						1440
$e \cdot a \cdot r$						(1.691)	-	18.12	-	0.9925	6.319	7473
${}^{54}_{24}\text{Cr} \rightarrow {}^{54}_{25}\text{Mn} \rightarrow {}^{54}_{26}\text{Fe}$	2.36	312 d	0*	(1)*	4.3	2.7675	-	-	-	-	-	2889
⑩	a	\rightarrow st	(3)	0*	2.9790	7.52 ₁	-	-	-	-	-	7476
	r					10.52 ₁						1789
$e \cdot a \cdot r$						(1.683)	-	-	-	-	-	12150

Таблица 1 / продолжение /

	P	t	i	f	lg ft	v	1	2	3	4	5	6
${}^{55}_{25}\text{Mn} \rightarrow {}^{55}_{26}\text{Fe}$	100	2.7 y	$\frac{5^-}{2}$	$\frac{3^-}{2}$	6.1436*	0.2314	1.730	4.312	0.2723	1.460	2.453	85.74
⑪	a		$(\frac{5}{2})$	$\frac{5^-}{2}$	3.0582	7.87	-	-	-	-	-	4917
	r					10.87						1161
$g \cdot a \cdot r$						(1.739)	1.730	4.312	0.2723	1.460	2.453	6164
B							1.72	4.3	0.282	1.44	2.5	~6000
${}^{59}_{27}\text{Co} \rightarrow {}^{59}_{28}\text{Ni}$	100	7.5×10^4 y	$\frac{7^-}{2}$	$\frac{5^-}{2}$	5.2	1.4127	-	3.276	-	-	0.6693	589.6
⑫	a		$(\frac{7}{2})$	$\frac{7^-}{2}$	3.0582	8.4 ₄	-	-	-	-	-	3660
	r					11.41 ₄						814
$e \cdot a \cdot r$						(1.826)	-	3.276	-	-	0.6693	5064
${}^{71}_{31}\text{Ga} \rightarrow {}^{71}_{32}\text{Ge}$	39.9	11.2 d	$\frac{3^-}{2}$	$\frac{1^-}{2}$	4.6665*	0.2357	63.57	156.6	10.36	53.80	89.59	3024
⑬	a		$(\frac{9}{2})$	$\frac{3^-}{2}$	2.8381	9.018	-	-	-	-	-	4261
	r					12.018						931
$g \cdot a \cdot r$						(1.923)	63.57	156.6	10.36	53.80	89.59	8216
B							64	157	10.7	53	92	~3000
${}^{76}_{32}\text{Ge} \rightarrow {}^{76}_{33}\text{As} \rightarrow {}^{76}_{34}\text{Se}$	7.7	26.3 h	0*	(1)*	4.5	0.9689	-	77.46	-	4.737	27.71	3811
⑭	a	\rightarrow st	(6)	0*	2.7132	9.188	-	-	-	-	-	4961
	r					12.188						1120
$e \cdot a \cdot r$						(1.950)	-	77.46	-	4.737	27.71	9892

Таблица 1 / продолжение/

	P	t	i	f	lg ft	V	1	2	3	4	5	6
$^{75}\text{As} \rightarrow ^{75}\text{Se}$ $^{33}\text{As} \rightarrow ^{34}\text{Se}$ (15)	100	118.5 d	$\frac{3^-}{2}$ ($\frac{9}{2}$)	$\frac{1^- + \frac{3^-}{2}}$ $\frac{3^-}{2}$	5.3 2.8381	1.1581 9.568 12.568 (2.011)	-	8.171	-	0.0280	2.320	592.1 3298 634 4524 12300 4055 946 17300
$^{82}\text{Se} \rightarrow ^{82}\text{Br}$ $^{34}\text{Se} \rightarrow ^{35}\text{Br}$ (16)	9.2	35.34 h \rightarrow st	0 ⁺ (7)	(1,2) ⁺ 0 ⁺	4.1 2.6463	0.166 9.658 12.658 (2.025)	296.0	691.5	70.20	253.4	406.6	12300 4055 946 17300
$^{81}\text{Br} \rightarrow ^{81}\text{Kr}$ $^{35}\text{Br} \rightarrow ^{36}\text{Kr}$ (17)	49.31	2.1 x 10 ⁵ y	$\frac{3^-}{2}$ ($-\frac{11}{2}$)	$\frac{1^-}{2}$ $\frac{3^-}{2}$	4.8802 2.7510	0.512 10.00 13.00 (2.080)	24.64	77.73	-	19.44	39.65	1936 2000 578 4514
$^{83}\text{Kr} \rightarrow ^{83}\text{Rb}$ $^{36}\text{Kr} \rightarrow ^{37}\text{Rb}$ (18)	11.5	86.2 d	$\frac{9^+}{2}$ ($\frac{11}{2}$)	$\frac{9^+}{2}$ $\frac{9^+}{2}$	5.3 2.7510	1.113 10.248 13.248 (2.120)	-	10.35	-	0.1524	3.157	652.1 1770. 484 2906

Таблица 1 / продолжение/

	P	t	i	f	lg ft	V	1	2	3	4	5	6
$^{86}\text{Kr} \rightarrow ^{86}\text{Rb}$ $^{36}\text{Kr} \rightarrow ^{37}\text{Rb}$ (19)	17.3	18.8 d \rightarrow st	0 ⁺ (7)	1 ⁺ 0 ⁺	4.2 2.6463	1.014 10.118 13.118 (2.099)	-	163.8	-	7.663	56.47	8416 2627 689 11730 3035
$^{87}\text{Rb} \rightarrow ^{87}\text{Sr}$ $^{37}\text{Rb} \rightarrow ^{38}\text{Sr}$ (20)	27.83	st	$\frac{3^-}{2}$ ($-\frac{13}{2}$)	$\frac{1^-}{2}$ $\frac{3^-}{2}$	4.7497* 2.6784	0.1151 10.417 13.417 (2.147)	80.77	181.8	22.74	69.73	108.9	1751 515 5301 ~3000 448.9
$^{97}\text{Mo} \rightarrow ^{97}\text{Tc}$ $^{42}\text{Mo} \rightarrow ^{43}\text{Tc}$ (21)	9.6	2.6 x 10 ⁶ y	$\frac{5^+}{2}$ ($-\frac{13}{2}$)	$\frac{7^+}{2}$ $\frac{5^+}{2}$	5.6 2.6784	0.536 11.364 14.364 (2.298)	5.931	18.61	-	-	-	465 282 1195
$^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{100}\text{Tc}$ $^{42}\text{Mo} \rightarrow ^{43}\text{Tc}$ (22)	9.6	15.8 s \rightarrow st	0 ⁺ (8)	1 ⁺ 0 ⁺	4.1 2.5883	0.170 11.188 14.188 (2.270)	399.3	915.8	99.23	342.7	543.4	1542 803 404 2749

Таблица 1 / продолжение /

	P	t	i	f	lg ft	V	1	2	3	4	5	6
(23) $^{101}_{44}\text{Ru} \rightarrow ^{101}_{45}\text{Rh}$	e 17.0	4.34 d → 3.3 y (7.2%)	5^+ $\frac{5}{2}$	7^+ $\frac{7}{2}$	5.5	0.723	4.932	19.26	-	3.331	8.825	572.1
(24) $^{104}_{44}\text{Ru} \rightarrow ^{104}_{45}\text{Rh} \rightarrow ^{104}_{46}\text{Pd}$	g 18.7	4.2.3 s → st	0 ⁺	1 ⁺	3.9229*	1.147	-	317.9	-	2.854	93.10	19420
(25) $^{105}_{46}\text{Pd} \rightarrow ^{105}_{47}\text{Ag}$	e 22.2	41.3 d	5^+ $\frac{5}{2}$	$(\frac{7}{2})^+$	5.3	1.373	-	7.753	-	-	1.646	816.9
(26) $^{110}_{46}\text{Pd} \rightarrow ^{110}_{47}\text{Ag} \rightarrow ^{110}_{48}\text{Cd}$	g 11.8	24.4 s	0 ⁺	1 ⁺	3.6229*	0.879	-	1209	-	126.6	488.9	43960
(27) $^{114}_{48}\text{Cd} \rightarrow ^{114}_{49}\text{In} \rightarrow ^{114}_{50}\text{Sn}$	g 28.7	71.9 s	0 ⁺	1 ⁺	3.8229*	1.444	-	-	-	-	34.75	25510
(28) $^{116}_{48}\text{Cd} \rightarrow ^{116}_{49}\text{In} \rightarrow ^{116}_{50}\text{Sn}$	g 7.5	14.10 s → st (98.1%)	0 ⁺	1 ⁺	4.3	0.464	179.9	515.0	-	146.7	275.6	10830
(29) $^{113}_{49}\text{In} \rightarrow ^{113}_{50}\text{Sn}$	e 4.3	115.1 d	9^+ $\frac{9}{2}$	7^+ $\frac{7}{2}$	4.6969*	1.1194	-	71.38	-	1.154	21.97	3852
(30) $^{115}\text{In} \rightarrow ^{115}\text{Sn}$	e 95.7	st	9^+ $\frac{9}{2}$	$(\frac{7}{2})^+$	4.3979	0.118	289.7	633.5	87.37	251.2	385.3	9641
(31) $^{121}\text{Sb} \rightarrow ^{121}\text{Te}$ $^{51}\text{Sb} \rightarrow ^{52}\text{Te}$	e 57.3	16.8 d	5^+ $\frac{5}{2}$	3^+ $\frac{3}{2}$	5.2	1.314	290	640	87.6	250	400	9000
(32) $^{128}\text{Te} \rightarrow ^{128}\text{I} \rightarrow ^{128}\text{Xe}$ $^{52}\text{Te} \rightarrow ^{53}\text{I} \rightarrow ^{54}\text{Xe}$	g 31.7	24.99 m → st (94%)	0 ⁺	1 ⁺	4.6229*	1.258	-	14.88	-	-	3.631	1213
(33) $^{127}_{53}\text{I} \rightarrow ^{127}_{54}\text{Xe}$	e 100	36.41 d	5^+ $\frac{5}{2}$	$(\frac{3}{2})^+$	5.7	0.789	4.000	15.89	-	2.395	7.044	464.2
(34) $^{131}\text{Xe} \rightarrow ^{131}\text{I}$ $^{54}\text{Xe} \rightarrow ^{55}\text{Cs}$	g 21.2	9.688 d	3^+ $\frac{3}{2}$	5^+ $\frac{5}{2}$	5.3239*	0.355	28.53	70.93	1.623	23.65	40.17	1258

Таблица 1 / продолжение /

	P	t	i	f	lg ft	V	1	2	3	4	5	6
(35) $^{134}_{54}\text{Xe} \rightarrow ^{134}_{55}\text{Cs}$	e 10.4	2.062 y	0 ⁺	(1) ⁺	4.25	1.393	-	125.0	-	-	24.11	11590
(36) $^{137}\text{Ba} \rightarrow ^{137}\text{La}$	e 11.2	6×10^6 y	3^+ $\frac{3}{2}$	5^+ $\frac{5}{2}$	5.3	0.61	18.68	59.10	-	13.59	29.68	1331
(37) $^{157}\text{Gd} \rightarrow ^{157}\text{Tb}$	e 15.7	150 y	3^+ $\frac{3}{2}$	5^+ $\frac{5}{2}$	5.4	0.3840	35.00	88.46	0.9329	29.89	50.33	1426
(38) $^{160}_{64}\text{Gd} \rightarrow ^{160}_{65}\text{Tb} \rightarrow ^{160}_{66}\text{Dy}$	e 21.8	72.1 d	0 ⁺	1 ⁺	4.4	0.2410	463.7	1031	100.2	397.6	620.1	14690
(39) $^{163}_{66}\text{Dy} \rightarrow ^{163}_{67}\text{Ho}$	g 24.9	7×10^3 → st	5^+ $\frac{5}{2}$	7^+ $\frac{7}{2}$	4.9951*	0.00258	183.3	360.1	71.24	161.8	231.6	4183
(40) $^{164}_{66}\text{Dy} \rightarrow ^{164}_{67}\text{Ho} \rightarrow ^{164}_{68}\text{Er}$	g 28.1	29.0 m	0 ⁺	1 ⁺	4.1229*	1.0292	-	724.0	-	36.08	258.0	24800
(41) $^{170}_{68}\text{Er} \rightarrow ^{170}_{69}\text{Tm} \rightarrow ^{170}_{70}\text{Yb}$	e 14.9	128.6 d → st	0 ⁺	(1,2) ⁺	5.5	0.9178	-	40.93	-	4.140	16.60	1139
(42) $^{176}_{70}\text{Yb} \rightarrow ^{176}_{71}\text{Lu} \rightarrow ^{176}_{72}\text{Hf}$	e 12.6	3.68 h → st	0 ⁺	1 ⁺	5.2	0.3076	88.75	199.9	11.44	75.02	119.6	2773
(43) $^{180}_{72}\text{Hf} \rightarrow ^{180}_{73}\text{Ta} \rightarrow ^{180}_{74}\text{W}$	e 35.2	8.1 h → st (13%)	0 ⁺	1	5.2229*	0.865	-	103.4	-	13.25	44.48	2485
(44) $^{186}_{74}\text{W} \rightarrow ^{186}_{75}\text{Re} \rightarrow ^{186}_{76}\text{Os}$	e 28.6	90.6 → st	0 ⁺	(1) ⁺	5.2	1.1894	-	67.33	-	0.0214	18.73	2596
(45) $^{192}_{76}\text{Os} \rightarrow ^{192}_{77}\text{Ir} \rightarrow ^{192}_{78}\text{Pt}$	e 41.0	74.2 d → st (95.4%)	0 ⁺	(1) ⁺	5.2	1.107	-	88.88	-	1.874	28.60	2827
(46) $^{205}_{81}\text{Tl} \rightarrow ^{205}_{82}\text{Pb}$	e 70.5	1.4×10^7 y → st	1^+ $\frac{1}{2}$	1^- $\frac{1}{2}$	5.3000	0.062	178.4	339.1	71.39	158.1	222.4	3308
	B						180	340	72	160	230	~3000

Реакция детектора	Скорости захвата нейтрино						$\Sigma \varphi$	(10^{-30}) $\frac{1}{\ln 2} \Sigma \varphi$ $(t \Sigma \varphi)$	
	Скорость захвата ($10^{-36} s^{-1}$)								
	t	V (MeV)	1	2	3	4			5
A - эта работа /1,2,3/ B - Bahcall C - Cowan et al /6/	Реакция источника $\varphi(10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1})$	1	2	3	4	5	6		
	U (MeV)	1.44223	0.42022	1.1985	1.7319	0.040	0.00056		
	t	V (MeV)	1	2	3	4	5	6	
① ${}^7_3\text{Li} \rightarrow {}^7_4\text{Be}$	A 53.3 d	0.86184	-	9.792	-	2.072	8.84	23.44	44.14
	B	(4.085)	-	9.69	-	2.085	9.68	20.72	46.26
② ${}^{22}_{10}\text{Ne} \rightarrow {}^{22}_{11}\text{Na}$	A 2.602 y	3.4251	-	-	-	-	-	11.82	11.82
③ ${}^{37}_{17}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}_{18}\text{Ar}$	A 35.0 d	0.8138	1.033	0.2361	-	0.08585	0.2512	6.037	7.643
	B	1.023	0.234	0.083	-	0.083	0.2644	6.048	7.653
④ ${}^{40}_{18}\text{Ar} \rightarrow {}^{40}_{19}\text{K}$	A 1.28×10^9 y	3.7949	-	-	-	-	-	9.520	9.520
⑤ ${}^{41}_{19}\text{K} \rightarrow {}^{41}_{20}\text{Ca}$	A 1.0×10^5 y	2.4312	-	-	-	-	-	5.427	5.427
⑥ ${}^{48}_{22}\text{Ti} \rightarrow {}^{48}_{23}\text{V}$	A 15.976 d	4.4356	-	-	-	-	-	6.126	6.126
⑦ ${}^{49}_{22}\text{Ti} \rightarrow {}^{49}_{23}\text{V}$	A 330 d	0.6018	0.5990	0.08594	-	0.0506	0.1050	5.662	6.502
⑧ ${}^{51}_{24}\text{Cr} \rightarrow {}^{51}_{25}\text{Mn}$	A 27.70 d	0.7513	0.9705	0.1667	-	0.07795	0.1894	4.722	6.127
	B	0.9589	0.165	0.076	-	0.076	0.1976	~5.6	6.998
⑨ ${}^{53}_{24}\text{Cr} \rightarrow {}^{53}_{25}\text{Mn}$	A 3.7×10^6 y	0.9742	-	0.2718	-	0.04963	0.2528	4.185	4.759
⑩ ${}^{54}_{24}\text{Cr} \rightarrow {}^{54}_{25}\text{Mn}$ ${}^{54}_{24}\text{Cr} \rightarrow {}^{54}_{26}\text{Fe}$	A 312 d $\rightarrow st$	2.7675	-	-	-	-	-	6.804	6.804

Таблица 2 / продолжение /

⑪ ${}^{55}_{25}\text{Mn} \rightarrow {}^{55}_{26}\text{Fe}$	A 2.7 y	0.2314	0.7439	0.06468	1.653	0.073	0.09812	3.452	6.084	7.479 x 10 ²
	B	0.7396	0.7396	0.0645	1.712	0.072	0.1	~3.36	6.048	7.434 x 10 ²
⑫ ${}^{59}_{27}\text{Co} \rightarrow {}^{59}_{28}\text{Ni}$	A 7.5×10^4 y	1.4127	-	0.04914	-	-	0.02677	2.836	2.912	9.942 x 10 ⁶
⑬ ${}^{71}_{31}\text{Ga} \rightarrow {}^{71}_{32}\text{Ge}$	A 11.2 d	0.2357	27.34	2.349	62.89	2.69	3.584	4.601	103.4	1.444 x 10 ²
	B	27.52	27.52	2.355	64.95	2.65	3.68	~1.68	102.8	1.436 x 10 ²
⑭ ${}^{75}_{32}\text{Ge} \rightarrow {}^{75}_{33}\text{As}$ ${}^{75}_{32}\text{Ge} \rightarrow {}^{75}_{34}\text{Se}$	A 26.3 h $\rightarrow st$	0.9689	-	1.162	-	0.2369	1.108	5.540	8.047	1.099 x 10 ⁰ (1.155 x 10 ²)
⑮ ${}^{75}_{33}\text{As} \rightarrow {}^{75}_{34}\text{Se}$	A 118.5 d	1.1581	-	0.1226	-	0.0014	0.0928	2.533	2.750	4.062 x 10 ¹
⑯ ${}^{82}_{34}\text{Se} \rightarrow {}^{82}_{35}\text{Br}$ ${}^{82}_{34}\text{Se} \rightarrow {}^{82}_{36}\text{Kr}$	A 35.34 h $\rightarrow st$	0.166	127.3	10.37	426.1	12.67	16.26	9.688	602.4	1.106 x 10 ² (8.650 x 10 ¹³)
⑰ ${}^{81}_{35}\text{Br} \rightarrow {}^{81}_{36}\text{Kr}$	A 2.1×10^5 y	0.512	10.60	1.166	-	0.972	1.586	2.528	16.85	1.611 x 10 ⁸
	B	1.167	10.58	1.167	-	0.965	1.644	2.244	16.60	1.587 x 10 ⁸
⑱ ${}^{83}_{36}\text{Kr} \rightarrow {}^{83}_{36}\text{Rb}$ ${}^{83}_{36}\text{Kr} \rightarrow {}^{83}_{37}\text{Rb}$ ${}^{83}_{36}\text{Kr} \rightarrow {}^{83}_{38}\text{Sr}$	A 86.2 d A 18.8 d $\rightarrow st$	1.113	-	0.1553	-	0.00762	0.1263	1.627	1.917	2.059 x 10 ¹
	B	1.014	-	2.457	-	0.3832	2.259	6.569	11.67	2.734 x 10 ¹ (1.675 x 10 ¹²)
⑳ ${}^{87}_{37}\text{Rb} \rightarrow {}^{87}_{38}\text{Sr}$	A st	0.1151	34.73	2.727	138.0	3.487	4.356	2.969	186.3	(2.675 x 10 ¹³)
	B	2.73	34.83	2.73	139.0	3.5	4.48	~1.68	186.2	(2.674 x 10 ¹³)

Таблица 2 / продолжение/

	t	V	1	2	3	4	5	6	Σ	t Σ
(21) $^{97}_{42}\text{Mo} \rightarrow ^{97}_{43}\text{Tc}$ C	2.6 x 10 ⁶ y	0.536	2.550	0.2792	-	0.2315	0.3796	0.6692	4.110	4.865 x 10 ⁸
(22) $^{100}_{42}\text{Mo} \rightarrow ^{100}_{44}\text{Ru}$ A	15.8 s → st	0.170	171.7	13.74	602.3	17.14	21.74	1.539	828.2	(1.189 x 10 ¹⁴)
(23) $^{101}_{44}\text{Ru} \rightarrow ^{101}_{45}\text{Rh}$ A	4.34 d 3.3 y (7.2%)	0.723	2.121	0.2889	-	0.1666	0.353	0.3204	3.250	1.758 x 10 ⁰ 4.882 x 10 ²
(24) $^{104}_{44}\text{Ru} \rightarrow ^{104}_{46}\text{Pd}$ A	42.3 s → st	1.147	-	4.769	-	0.1427	3.724	10.88	19.51	(2.801 x 10 ¹²)
(25) $^{105}_{46}\text{Pd} \rightarrow ^{105}_{47}\text{Ag}$ A	41.3 d	1.373	-	0.1163	-	-	0.06584	0.4575	0.6396	3.293 x 10 ⁰
(26) $^{110}_{48}\text{Pd} \rightarrow ^{110}_{48}\text{Cd}$ A	24.4 s → st	0.879	-	18.14	-	6.33	19.56	24.62	68.64	(9.856 x 10 ¹²)
(27) $^{114}_{48}\text{Cd} \rightarrow ^{114}_{50}\text{Sn}$ A	71.9 s → st(98.1%)	1.444	-	-	-	-	1.39	14.29	15.68	(2.251 x 10 ¹²)
(28) $^{116}_{48}\text{Cd} \rightarrow ^{116}_{50}\text{Sn}$ A	14.10 s	0.464	77.36	7.725	-	7.335	11.02	6.065	109.5	(1.572 x 10 ¹³)
(29) $^{113}_{49}\text{In} \rightarrow ^{113}_{50}\text{Sn}$ A	115.1 d → st	1.1194	-	1.071	-	0.0577	0.8788	2.157	4.164	5.975 x 10 ¹
(30) $^{115}_{49}\text{In} \rightarrow ^{115}_{50}\text{Sn}$ A	st	0.118	124.6	9.503	530.3	12.56	15.41	5.399	697.8	(1.002 x 10 ¹⁴)
(31) $^{121}_{51}\text{Sb} \rightarrow ^{121}_{52}\text{Te}$ A	16.8 d	1.314	-	0.2232	-	-	0.1452	0.6793	1.048	2.194 x 10 ⁰
(32) $^{128}_{52}\text{Te} \rightarrow ^{128}_{54}\text{Xe}$ A	24.99 m → st(94%)	1.258	-	1.032	-	-	0.752	2.679	4.463	(6.409 x 10 ¹¹)

Таблица 2 / продолжение/

	t	V	1	2	3	4	5	6	Σ	t Σ
(33) $^{127}_{53}\text{I} \rightarrow ^{127}_{54}\text{Xe}$ A	36.41 d	0.789	1.72	0.2384	-	0.1198	0.2818	0.2600	2.620	1.189 x 10 ¹
(34) $^{131}_{54}\text{Xe} \rightarrow ^{131}_{55}\text{Cs}$ A	9.688 d	0.355	12.27	1.064	9.852	1.183	1.607	0.7045	26.68	3.222 x 10 ¹
(35) $^{134}_{54}\text{Xe} \rightarrow ^{134}_{55}\text{Cs}$ A	2.062 y	1.393	-	1.875	-	-	0.9644	6.490	9.330	8.759 x 10 ²
(36) $^{137}_{56}\text{Ba} \rightarrow ^{137}_{57}\text{La}$ A	6 x 10 ⁴ y	0.61	8.032	0.8865	-	0.6795	1.187	0.7454	11.53	3.150 x 10 ⁷
(37) $^{157}_{64}\text{Gd} \rightarrow ^{157}_{65}\text{Tb}$ A	150 y	0.3840	15.05	1.327	5.663	1.495	2.013	0.7986	26.35	1.799 x 10 ⁵
(38) $^{160}_{64}\text{Gd} \rightarrow ^{160}_{66}\text{Dy}$ A	72.1 d → st	0.2410	199.4	15.47	608.2	19.88	24.80	8.226	876.0	7.873 x 10 ³ (1.258 x 10 ¹⁴)
(39) $^{163}_{66}\text{Dy} \rightarrow ^{163}_{67}\text{Ho}$ A	7 x 10 ³ y	0.00258	78.82	5.402	432.4	8.09	9.264	2.342	536.3	1.709 x 10 ⁸
(40) $^{166}_{67}\text{Ho} \rightarrow ^{166}_{68}\text{Er}$ A	29.0 m	1.0292	-	10.86	-	1.804	10.32	13.89	36.87	(5.294 x 10 ¹²)
(41) $^{170}_{68}\text{Er} \rightarrow ^{170}_{70}\text{Yb}$ A	128.6 d → st	0.9178	-	0.6140	-	0.207	0.664	0.6378	2.123	3.403 x 10 ¹ (3.048 x 10 ¹¹)
(42) $^{176}_{70}\text{Yb} \rightarrow ^{176}_{71}\text{Lu}$ A	3.68 h → st	0.3076	38.16	2.999	69.44	3.751	4.784	1.553	120.7	2.307 x 10 ⁰ (1.733 x 10 ¹³)
(43) $^{180}_{72}\text{Hf} \rightarrow ^{180}_{74}\text{W}$ A	8.1 h → st(13%)	0.865	-	1.551	-	0.6625	1.779	1.392	5.384	2.265 x 10 ⁻¹
(44) $^{186}_{74}\text{W} \rightarrow ^{186}_{76}\text{Os}$ A	90.6 h → st	1.1894	-	1.010	-	0.00107	0.7492	1.454	3.214	1.512 x 10 ⁰ (4.615 x 10 ¹¹)
(45) $^{192}_{76}\text{Os} \rightarrow ^{192}_{78}\text{Pt}$ A	74.2 d → st(95.4%)	1.107	-	1.333	-	0.0937	1.144	1.583	4.154	3.842 x 10 ¹ (5.965 x 10 ¹¹)
(46) $^{205}_{81}\text{Tl} \rightarrow ^{205}_{82}\text{Pb}$ A	1.4 x 10 ⁷ y	0.062	76.71	5.087	433.3	7.905	8.896	1.852	533.8	3.402 x 10 ¹¹
B			77.4	5.1	437.0	8	9.2	~1.68	538.4	3.432 x 10 ¹¹

расхождения суммарного результата видны только для жесткой компоненты β в тех случаях, где у нас учтено больше уровней. Так, например, в случаях реакций 13, 17 и 20 у нас учтены уровни $g + a + g$, $e + a + g$, $e + a + g$, и получаются соответственно сечения 8216, 4514, 5301, а у Дж.Бакала учтены g , $e + a$, e , и получаются ~ 3000 , 4007, ~ 3000 /в единицах табл.1/. Если у нас оставить те же самые уровни, то получатся значения 3024, 3936, 3035, в согласии с Дж.Бакалом.

В случае 3 у нас учтены уровни $g + a + g$ с модельно-зависимой ГТ-силовой функцией через ГТ-резонанс g , и получается сечение 10780, а у Дж.Бакала $-g + a + \Sigma e$ с модельно-независимой ГТ-силовой функцией через эмпирически известные вклады ряда высоколежащих возбужденных уровней Σe , и получается 10800. При этом у нас вклад g дает значение 2527, а у Дж.Бакала вклад Σe приводит к значению 2700 /25% от 10800/. Таким образом, можно считать, что наш модельно-зависимый учет ГТ-силовой функции хорошо воспроизводит модельно-независимый расчет Дж.Бакала. В таких случаях, как /8/, /11/, когда схема уровней плохо известна, полученные нами значения более надежны, чем простая экстраполяция вклада Σe у Дж.Бакала.

В случае /21/ наше значение скорости захвата в единицах таблицы 2: 0,67 /строка А в табл.2/ на порядок ниже оценки 6,4 из работы /6/ /строка С в табл.2/. Это связано с тем, что в наших таблицах приведены вклады ГТ-резонанса с G-формой, тогда как в /6/ авторы применили L-форму. Если мы применим L-форму, то получим для сечения значение 12860 вместо 1195 из табл.1, и для скорости захвата 7,2 вместо 0,67 из табл.2, в хорошем согласии с оценкой 6,4². Это показывает сильную модельную зависимость таких предсказаний. Однако, если мы сделаем то же самое для случая 3 и сравним только g -вклад в компоненту β , то получим значение 4510 с L-формой вместо 2527 с G-формой из табл.1 /для сравнения из модельно-независимого расчета²/ следует 2700/. Кроме того, из наших детальных расчетов с L-формой для случая 21 по сравнению с 3 получается неестественное увеличение g вклада в сечении при поднятии ГТ-резонанса. Это связано с медленным убыванием лоренцевой функции /21/, которое приводит к "расходящемуся" высокому вкладу далекого от максимума хвоста резонанса. Поэтому мы сочли L-форму /21/ неподходящей для расчетов такого эффекта, и в табл.1 и 2 привели только оценки с G-формой /22/.

2/ Среди вновь рассмотренных случаев есть случаи высоких парциальных скоростей захвата /табл.2/ из-за низких $lgft$ /табл.1/. Большинство из них связано с $0^+ \rightarrow 1^+$ ГТ-переходами с четно-четного в нечетно-нечетное ядро /случаи 2, 16, 19, 22, 24, 26, 27, 28, 38, 40, 42/, а несколько случаев - с другими переходами /34, 36, 37, 39/. Среди них есть переходы с экспериментально известными $lgft$: 24, 26, 27, 34, 39, 40. Все эти реакции дополняют уже рассмотренные в²/ случаи захвата /1, 13, 17, 20, 30, 46/. Есть один

случай /39/ с рекордно низким порогом и очень высокой скоростью захвата, который особенно пригоден для регистрации самой мягкой и самой интенсивной компоненты β . Для регистрации этой компоненты можно найти и другие возможности с большими скоростями захвата - случаи /16, 22, 38/, кроме рассмотренных в²/ /30, 46/.

3/ Обратим внимание на тот факт, что при увеличении средней энергии компоненты ее поток сильно уменьшается /см. табл.1 и рис.1/. Тогда детектор будет чувствителен преимущественно к той компоненте, у которой минимальная средняя энергия выше его порога. Таким образом, путем выбора детекторов с разными порогами мы могли бы в принципе разделить компоненты нейтрино, т.е. осуществить его спектрометрию. На самом деле, из приведенных случаев реакций детектора можно найти преимущественно $\geq 55\%$ чувствительных к одной из 4 групп реакций источника или компонент солнечных нейтрино с возрастающей энергией /см. табл.2/. К мягкой /3/ компоненте преимущественно чувствительны следующие реакции: 16, 22, 38, 39, 42 /кроме указанных в обзоре /2/: 13, 20, 30, 46/. К группе средне-мягких /1, 4/ компонент: 21, 23, 28, 33, 36, 37 /в обзоре /2/: /17//. К группе средне-жестких /2, 5/ компонент: 26, 40, 41, 43, 44, 45 /в обзоре /2/ таких нет/. К жесткой /6/ компоненте: 2, 4, 5, 6, 7, 9, 10, 12, 14, 15, 18, 19, 24, 25, 27, 31, 32, 35 /в обзоре /2/: 3, 8, 11/. Как видно из той же табл.2, дальнейшее разделение двух средних групп на отдельные компоненты очень трудно осуществить.

Время жизни ядра-продукта определит пригодность детектора к тому или иному направлению исследований /см. разделы 1 и 7/.

4/ Среди рассмотренных случаев есть реакции с относительно короткоживущими продуктами $1h < t \leq 1y$ /см. табл.1 и 2/, которые в принципе годятся для экспериментов с регистрацией радиоактивного излучения /раздел 1/: 6, 7, 10, 14, 15, 16, 18, 19, 23, 25, 29, 31, 33, 34, 38, 41, 42, 43, 44, 45 /кроме рассмотренных в обзоре /2/: 1, 3, 8, 13/. К промежуточной группе отнесем ядра с $1y < t < 10^4y$: 2, 23, 35, 37 /в обзоре /2/: 11/. Есть также реакции с очень долгоживущими продуктами $10^4y \leq t < 10^8y$, которые в принципе годятся для геологических поисков /см. разделы 1, 7 наст. работы/: 5, 9, 12, 21, 36, 39 /в обзоре /2/: 17, 46/. К последней группе отнесем ядра с $10^8y \leq t$ с включением всех стабильных ядер-продуктов, к которым надо относиться с осторожностью из-за их наличия в природе /см. раздел 7/: 4, 10, 14, 16, 19, 22, 24, 26, 27, 28, 32, 38, 40, 41, 42, 43, 44, 45 /в обзоре /2/: 20, 30/.

9. АНАЛИЗ ПРОДУКТОВ ЗАХВАТА ЛАЗЕРОМ

Лазерное излучение можно в принципе применить для анализа продуктов захвата нейтрино. В частности, регистрируется резонансная флуоресценция, возбуждаемая оптической накачкой лазера /8-11/. Особую проблему составит обогащение образца с тем, чтобы

довести его с многотонного до подходящего для лазера веса от мг до пг. Ее нужно решать отдельно для каждого случая.

Можно использовать два типа экспериментов, каждый с двумя вариантами. Первый тип связан с получением атомного или ионного пучка прямо из источника или из масс-сепаратора ^{21,22}. Два варианта различаются способом анализа пучка: в вакууме либо после торможения в газе. Второй тип эксперимента связан с применением ловушки, например, квадрупольной радиочастотной ^{23,24}, которая удерживает ионы для анализа. Здесь тоже можно использовать два варианта - с вакуумом либо с газом. Второй тип представляется более реальным для регистрации ничтожных количеств /10⁶ - 10 атомов/ продукта захвата.

С точки зрения применения лазера удобство использования данного продукта связано, во-первых, с легкостью испарения и ионизации и с наличием подходящих линий для оптической накачки. В принципе эти параметры ухудшаются с увеличением номера группы элементов таблицы Менделеева. Однако в последнее время исследования с помощью лазеров выполняются почти для всех элементов. Поэтому очень условно можно выделить из всех реакций детекторов /табл.1 и 2/ как наиболее подходящие /I/: 1,5,20,36,37,38,39,40,41,42 и как более или менее подходящие /II/: 6,7,13,14,15,25,26,27,28,29,30,31,43,46. Из 10 наиболее подходящих /I/ две рассмотрены ранее: 1,20^{1,2}; из 14 более или менее подходящих /II/ ранее рассмотрены три: 13,30,46².

Среди этих случаев чувствительны преимущественно к мягкой /3/ компоненте: 20, 38, 39, 42 /I/ и 13, 30,46 /II/; к средне-мягким /1,4/: 36,37 /I/ и 28 /II/; к средне-жестким /2,5/: 40, 41 /I/ и 26,43 /II/; к жесткой /6/: 5/1/ и 6,7,14,15,25,27, 31 /II/. Таким образом, и здесь есть достаточно удобных случаев для создания нейтринного спектрометра. Среди них есть и пригодные для геологических поисков: 5,36, 39 /I/ и 46 /II/.

10. ФОН НЕЙТРИННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Относительно большой вклад фоновых реакций ведет к жестким требованиям по отношению к нейтринным экспериментам ^{5,6}. В реальном эксперименте с реакцией /2/ отношение эффект/фон составило 5:1 на глубине 1590 метров под землей ⁵. Более детально эта проблема рассмотрена в ¹¹. Здесь отметим, что фон может быть прямого типа, т.е. такой, который из того же самого ядра-мишени дает тот же самый продукт, что и в реакции нейтринного захвата /1/. Он идет прежде всего за счет реакции (p, n). Кроме того, существует косвенный фон, который дает тот же самый продукт из примесных ядер мишени, например, за счет реакций (p, 2n), (n, γ), (n, p), (n, α), (α, p), (α, n), иногда с последующими бета-распадами.

Фон прямого типа, обусловленный реакцией (p, n), конечно, является наиболее опасным. Протоны возникают: 1/ из космических лучей, прямо/доходя до глубины 10 м/и косвенно, возникают при испарении из ядер за счет реакции (μ, p) от проникающей мюонной компоненты /на большие глубины/; 2/ в результате спонтанного деления примесей естественных радиоактивных ядер U и Th и их альфа-распада; в (α, n) реакции возникают нейтроны, которые, в свою очередь, порождают протоны в реакции (n, p); протоны, кроме того, появляются после альфа-распада в реакции (α, p); в этом случае они возникают за счет реакций, идущих главным образом на легких примесях.

Оценки прямого фона космических лучей показывают, что для получения отношения эффект/фон 10:1 необходимы глубины больше 2000-4000 м водного эквивалента. Оценки прямого фона из радиоактивных примесей показывают также, что при легких примесях порядка 1% необходимо, чтобы концентрации U + Th были меньше 10⁻⁶ - 10⁻⁹. Косвенный фон приводит к дополнительным ограничениям на примеси соседних элементов и/или на изотопный состав элемента мишени /при необходимости выбора другого случая реакции/. Все это означает, что оценки фоновых эффектов должны быть тщательно произведены в каждом предлагаемом случае.

Авторы выражают благодарность академику Г.Н.Флерову за предложение проблемы нейтринного эксперимента, профессору Ю.Ц.Оганесяну - за поддержку работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bahcall J.N., Huebner W.F., Lubow S.H., Parker P.D., Ulrich R.K. Rev.Mod.Phys., 1982, 54, p.767.
2. Bahcall J.N. Rev.Mod.Phys., 1978, 50, p.881.
3. Bahcall J.N. Phys.Rev., 1981, C24, p.2216.
4. Davis R., Jr. Proc. of Informal Conf. on Status and Future of Solar Neutrino Research. Report BNL 50879, 1978, vol.1, p.1.
5. Rowley J.K., Cleveland B.T., Davis R., Jr., Hampel W., Kirsten T. Proc. of the Conf. on the Ancient Sun.(Boulder, Colorado, 1979), 1980.
6. Cowan G.A., Haxton W.C., Gancarz A., Gilmore J.S., Norris A.E., Norris T.L., Rokop D.J., Treher E.N., Wolfsberg K. A Proposal to Measure the Solar Neutrino Flux... Los Alamos NL, 1981.
7. Brown E., Dalriki J.M., Doebler R.E. Table of Isotopes, (Ed. by C.M.Lederer, V.S.Shirley). Wiley, New York, 1978, 7-th ed.
8. Hurst G.S., Nayfeh M.H., Young J.P. Phys.Rev., 1977, A15, p.2283.

9. Баликин В.И., Беков Г.И., Летохов В.С., Мишин В.И. УФН, 1980, 132, с.293.
10. Флеров Г.Н., Гангрский Ю.П., Марков Б.Н., Наджаков Е.Г., Оганесян Ю.Ц. Совещание по экспериментальным установкам У-400... /Дрезден/. Сборник аннотаций, ОИЯИ, Д7-82-891, Дубна, 1982, с.34.
11. Флеров Г.Н., Гангрский Ю.П., Марков Б.Н., Наджаков Е.Г., Оганесян Ю.Ц. Международная школа-семинар по физике тяжелых ионов /Алушта/. ОИЯИ, Д7-83-644, Дубна, 1983, с.580.
12. Courtney W.J., Fox J.D. AD NDT, 1975, 15, p.141.
13. Shlomo S. Rep.Progr.Phys., 1978, 41, p.957.
14. Bahcall J.N. Nucl.Phys., 1966, 75, p.10.
15. Гапонов Ю.В., Лютостанский Ю.С. ЭЧАЯ, 1981, 12, с.1324.
16. Fagg L.W. Rev.Mod.Phys., 1975, 47, p.683.
17. Bainum D.E., Rapaport J., Goodman C.D., Horen D.J., Foster C.C., Greenfield M.B., Goulding C.A. Phys.Rev.Lett., 1980, 44, p.1751.
18. Rapaport J., Taddeucci T., Welch P., Gaarde C., Larsen J., Goodman C., Foster C.C., Goulding C.A., Horen D., Sugarbaker E., Mastersson T. Phys.Rev.Lett., 1981, 47, p.1518.
19. Liu K.F., Gabbard F. Phys.Rev., 1983, C27, p.93.
20. Jonson B., Andersen J.U., Beyer G.J., Charpak G., De Rújula A., Elbek B., Gustafsson H.Å., Hansen P.G., Kundsen P., Laegsgaard E., Pedersen J., Ravn H.L. and the ISOLDE Collaboration. CERN-EP/82-142, Geneva, 1982.
21. Otten E.W. Nucl.Phys., 1981, A354, p.471c.
22. Otten E.W. Int. School-Seminar on Heavy Ion Physics. (Alushta). JINR, D7-83-644, Dubna, 1983, p.158.
23. Blatt R., Schmeling U., Werth G. Appl.Phys., 1979, 20, p.295.
24. Peuser P., Gabelmann H., Lerch M., Schnius B., Trautmann H., Weber M., Herrmann G., Denschlag H.O., Ruster W., Bonn J. IAEA-SM-252/40, West Berlin, 1981.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 октября 1983 года.

Наджаков Е.Г., Гангрский Ю.П., Марков Б.Н.
Реакции захвата солнечных нейтрино

P7-84-166

Выявлены подходящие для нейтринного детектора 46 реакций захвата, удовлетворяющих определенным физическим критериям. Рассчитаны их сечения захвата для всех 6 компонент солнечных нейтрино, вытекающих из разных реакций источников. Оценена эффективность детекторов путем расчета скоростей захвата компонент нейтрино для стандартной модели Солнца. Обсуждены возможности анализа с помощью лазерного излучения продуктов некоторых из этих реакций. Рассмотрена проблема фона космических лучей и примесей с естественной радиоактивностью.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой

Nadjakov E.G., Gangrsky Yu.P., Markov B.N.
Solar Neutrino Capture Reactions

P7-84-166

Physical criteria of general validity are proposed, and from their point of view all the 46 capture reactions, suitable for neutrino detectors, have been revealed. Their capture cross sections for all the 6 solar neutrino components, originating in various source reactions, have been computed. The detectors efficiencies are estimated by calculating their capture rates for the standard solar model neutrino components. The possibilities to apply some reactions with laser analysis of capture products are discussed. The cosmic rays and natural radioactive admixtures background is considered.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984