

УДК 539.124.164

## КЛАСТЕРИЗАЦИЯ ПРОДУКТОВ $\beta$ -РАСПАДА И ИЗМЕРЕНИЕ МАССЫ ЭЛЕКТРОННОГО АНТИНЕЙТРИНО

Б. И. Горячев

*Открытие аномальной резонансной структуры в  $\beta$ -спектре трития (Ливермор, Троицк) интерпретируется как указание на конечное значение массы электронного антинейтрино. Предполагается, что часть нерелятивистских антинейтрино с орбитальным угловым моментом  $l = 1$  образует кластер с ядром  ${}^3\text{He}$ . Рассмотрена модель соответствующего квазистационарного состояния нейтрино и роль спин-орбитального взаимодействия в образовании такого кластера. Экспериментальные данные позволяют оценить в этом подходе массу электронного антинейтрино как  $m_\nu c^2 = 20 \pm 5$  эВ.*

Наибольшие успехи в попытке измерить массу  $m_\nu$  электронного нейтрино (антинейтрино) получены при исследовании энергетического спектра электронов в  $\beta$ -распаде трития



Распад (1) характеризуется экстремально низким энерговыделением  $Q \cong 18.6$  кэВ. В случае распада голого ядра дифференциальный энергетический спектр электронов  $N(E)$  в рамках статистического подхода теории Ферми выражается формулой

$$N(E) = AF(Z, E)p_e(E + m_e c^2)(E_0 - E)[(E_0 - E)^2 - m_\nu^2 c^4]^{1/2} C(E, Z), \quad (2)$$

где  $m_e$  и  $p_e$  – масса и импульс электрона,  $F(Z, E)$  – функция Ферми. Фактор формы  $C(E, Z)$  может быть выражен через приведенные матричные элементы  $\beta$ -распада и не зависит от  $E$  и  $Z$ , если не учитывается вклад слабых мультипольных переходов. Экстраполированное значение граничной энергии спектра  $E_0$  (т.е. максимальное значение энергии электронов при  $m_\nu = 0$ ) равно в этом случае

$$E_0 = Q - E_{гес}, \quad (3)$$

где  $E_{гес}$  – энергия отдачи конечного ядра.

В реальных экспериментах тритий входит в состав молекул (например, газовые тритиевые источники содержат молекулы  ${}^3\text{H}_2$  и  ${}^3\text{HH}$ ). Поэтому энергетический спектр электронов распада представляется суммой членов типа (2), каждый из которых входит с соответствующим (расчетным) весовым фактором, причем в  $i$ -м члене  $E_0$  заменяется величиной  $E_{0i}$ , уменьшенной по сравнению с (3) на значение "химического сдвига", и энергию возбуждения  $i$ -го состояния молекулы (см., например, [1]).

Полученный таким образом теоретический спектр после свертки с аппаратурной функцией отклика спектрометра дает модельный спектр, зависящий от ряда параметров. В результате фитирования экспериментального спектра находятся эти параметры, среди которых наиболее интересны "физические" параметры  $E_0$  и  $m_\nu$ . Здесь в настоящее время получены следующие результаты.

1. Величина  $E_0$  может быть достаточно точно вычислена [1] и равна  $E_0 = 18570.4 \pm 1.7 \text{ эВ}$ . Работы, выполненные в последнем десятилетии, как правило, согласуются с этим значением в пределах экспериментальных ошибок.

2. При измерениях  $m_\nu$  удается установить лишь верхний предел этой величины, который опустился до  $2.5 \text{ эВ}/c^2$  [2].

Следует подчеркнуть, что практически во всех работах фитирование дает отрицательное значение  $m_\nu^2$ . Причины этого обсуждаются как самими экспериментаторами [2, 3], так и в аналитических работах [1]. По-видимому, можно считать установленным, что среди этих причин отсутствуют чисто аппаратурные факторы. Возможные неопределенности в спектре конечных молекулярных состояний также, скорей всего, не могут быть ответственны за наблюдаемые величины отрицательных значений  $m_\nu^2$  [4]. Высказывалось даже предположение, что электронные нейтрино являются тахионами и имеют поэтому мнимую массу [5].

Сам рецепт вычисления верхнего предела массы нейтрино (на данном уровне статистической значимости) не может считаться удовлетворительным, так как центральное значение  $m_\nu^2$  имеет при этом нефизичное отрицательное значение.

Большой интерес представляет открытие в [3] и [6], отчасти подтвержденное в [7], аномальной структуры в энергетическом спектре электронов от  $\beta$ -распада трития вблизи  $E_0$ . Эта структура проявляется как весьма слабый резонанс, ширина которого сравнима с энергетическим разрешением спектрометров. В теории  $\beta$ -распада Ферми для

такой структуры нет места.

Попытка объяснить аномальную структуру сделана в работе [2], авторы которой связывают эту особенность с захватом нейтрино отрицательных энергий, образующих облако этих частиц вокруг Солнца. Таким образом авторы [2] пытаются объяснить наблюдаемое ими сезонное изменение положения экспериментального пика в энергетическом спектре электронов распада. Такое "объяснение", впрочем, не может базироваться на гипотезе, допускающей существование фона вырожденных космологических безмассовых нейтрино, так как предсказываемая плотность таких нейтрино в  $\sim 10^{13}$  раз меньше плотности, необходимой для появления аномалии [2].

Кроме того, для объяснения амплитуды изменения положения пика в  $\beta$ -спектре необходимо постулировать "сильное" дальнедействующее взаимодействие, неизвестное современной физике [8].

Указанные трудности заставляют искать иные причины кажущегося сезонного изменения положения пика в спектре электронов. В [9] предложена модель, позволяющая в принципе объяснить такое изменение чисто аппаратным эффектом – влиянием электрических утечек по поверхности изоляторов (высокое напряжение подается внутрь танка спектрометра с помощью высоковольтных разъемов). В этой работе, в частности, показано, что существует явная корреляция между разностью  $E_0 - E_m$ , где  $E_m$  – энергия, при которой в энергетическом спектре появляется аномальная особенность в данном экспериментальном сеансе, и средней относительной влажностью воздуха в течение этого сеанса. Коэффициент корреляции  $q$  между этими величинами равен  $q = -(0.52 \pm 0.08)$ , т.е. факт коррелированности (отличие  $q$  от нуля) можно зафиксировать на уровне достоверности, отвечающем "шести сигмам".

Если не прибегать к экзотическим гипотезам и не выходить за рамки теории ядерных реакций и распадов, можно попытаться искать объяснение аномальной структуры в  $\beta$ -спектре трития, рассматривая мультипольные переходы, в которых орбитальный угловой момент лептонной пары  $l$  отличен от нуля.

Для разрешенных распадов таких, как (1), правила отбора требуют, чтобы изменение спина ядра  $|\delta J|$  равнялось  $L = 0, 1$ , а четность ядра не изменялась. Этим требованиям отвечает, в частности, значение  $l = 1, 2$  в мультипольных переходах. В [9] показано, что в рамках стандартной теории мультипольная коррекция не может приводить к формированию локальной структуры вблизи  $E_0$ . Однако учет мультипольных переходов делает возможным подход, связанный с учетом кластеризации продуктов  $\beta$ -распада. Распады (1), в которых проявляется такая кластеризация, должны описываться в рам-

ках двухчастичной кинематики. Это может приводить к формированию пика в спектре электронов  $\beta$ -распада. В частности, можно рассмотреть переходы, вызванные "слабым магнетизмом", в которых нерелятивистские антинейтрино уносят орбитальный угловой момент  $l_\nu = 1$ . Такие переходы могут быть связаны с образованием кластера антинейтрино-ядро  ${}^3\text{He}$  и появлением резонанса в энергетическом спектре электронов вблизи энергии  $E_0$  [9].

Рассмотрим модель эффективного потенциала для нейтральной частицы, взяв в качестве начала координат центр тяжести распадающегося ядра. Решая уравнение Шредингера для радиального движения, можно получить радиальную волновую функцию  $u(r)$  и оценить энергию квазистационарного уровня в эффективном потенциале (если уровень существует). Будем учитывать центробежный потенциал  $V_c(r)$  и спин-орбитальное взаимодействие.

Центробежная потенциальная энергия точечной частицы с массой  $m_\nu$  и  $l = 1$  может быть записана как

$$V_c(r) = m_\nu c^2 \cdot \tilde{r}^{-2}, \quad (4)$$

где безразмерная переменная  $\tilde{r} = r/\lambda_{c\nu}$ , а  $\lambda_{c\nu} \equiv \hbar/m_\nu c$  – комптоновская длина нейтрино.

Для частицы с массой  $m$ , спином  $s_p$  и орбитальным моментом  $l_p$  в поле, описываемом скалярным потенциалом  $V(r)$ , спин-орбитальное взаимодействие может быть записано следующим образом:

$$W(r) = -\frac{\hbar^2}{4m^2 c^2} \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial V(r)}{\partial r} \cdot (2\mathbf{s}_p \mathbf{l}_p). \quad (5)$$

Чтобы определить величину  $(\mathbf{s}_p \mathbf{l}_p)$ , которая в рассматриваемом случае тождественна  $(\mathbf{s}_\nu \mathbf{l}_\nu)$ , воспользуемся соотношением

$$2(\mathbf{s} \mathbf{l}) = L(L+1) - l(l+1) - s(s+1), \quad (6)$$

где  $\mathbf{s}$ ,  $\mathbf{l}$  и  $\mathbf{L}$  есть соответственно спин, орбитальный момент и полный угловой момент лептонной пары.

Интенсивность  $\beta$ -переходов определяется, в частности, коэффициентами формфакторов  $F_{Ll_s}^{(n)}$  ( $n$  совпадает с номером коэффициента в разложении формфактора  $F_{Ll_s}(q)$  по передаваемому 4-импульсу  $q$ ), входящими в приведенные матричные элементы [10]. Представляющие интерес  $\beta$ -переходы, вызванные "слабым магнетизмом", связаны с  $F_{111}^{(0)}$  [9], т.е. модули угловых моментов в (6) равны  $L = l = s = 1$ . Отсюда, согласно (6), следует

$$(sl) = -1. \quad (7)$$

Поэтому, учитывая, что  $s = 2s_\nu$ ,  $l = l_\nu$ ,  $m = m_\nu$  и  $V(r) = V_c(r)$ , получаем в соответствии с (5) и (7) для  $\beta$ -переходов, обусловленных "слабым магнетизмом", следующее выражение для потенциала спин-орбитального взаимодействия:

$$W_{WM}(r) = \frac{\hbar^2}{4m_\nu^2 c^2} \cdot \frac{1}{r} \frac{\partial V_c(r)}{\partial r}. \quad (8)$$

Производная  $\partial V_c(r)/\partial r$  является отрицательной и спин-орбитальное взаимодействие  $W_{WM}(r)$  обеспечивает для нейтрино силу притяжения к центру массы распадающегося ядра, т.е. практически к образовавшемуся ядру  ${}^3\text{He}$ .

Суммарный потенциал как функция переменной  $\tilde{r}$  равен:

$$V(\tilde{r}) = V_c(\tilde{r}) + W_{WM}(\tilde{r}) = m_\nu c^2 (\tilde{r}^{-2} - 0.5\tilde{r}^{-4}). \quad (9)$$

Выражение (9), описывающее потенциальный барьер с максимумом при  $\tilde{r} = 1$  и сингулярную в нуле "яму", пригодно для точечной частицы.

Однако нейтрино как частица, испытывающая релятивистские дрожания, как бы "размазано" внутри сферы с эффективным радиусом  $R_0$ . Поэтому нейтрино будет "чувствовать" более плавный эффективный потенциал  $V_{eff}(\tilde{r})$ , который может быть получен из (9) усреднением по  $\tilde{r}$  внутри шара с радиусом  $R_0$ .

Величину  $R_0$  можно оценить, предположив для простоты, что в процессе дрожаний внутри сферы реализуется однородное распределение плотности со среднеквадратичным разбросом, определяемым выражением

$$\langle r^2 \rangle = (3/5)R_0^2. \quad (10)$$

В то же время для релятивистских дрожаний частицы с массой  $m_\nu$ , справедливо соотношение

$$\langle r^2 \rangle = 3\lambda_{c\nu}^2. \quad (11)$$

Сравнивая (10) и (11), получаем

$$R_0 = \sqrt{5}\lambda_{c\nu}. \quad (12)$$

Эффективный потенциал  $V_{eff}(\vec{r})$ , полученный усреднением выражения (9) для параметра  $R_0$ , определяемого формулой (12), представлен на рисунке. Другим параметром расчета является уровень обрезания  $V_{cut}$ . Как известно, обрезание является одной из форм регуляризации сингулярных потенциалов, использовавшейся, в частности, в мезонной теории ядерных сил. Изображенный на рисунке эффективный потенциал соответствует  $V_{cut} = -173m_\nu c^2$ .

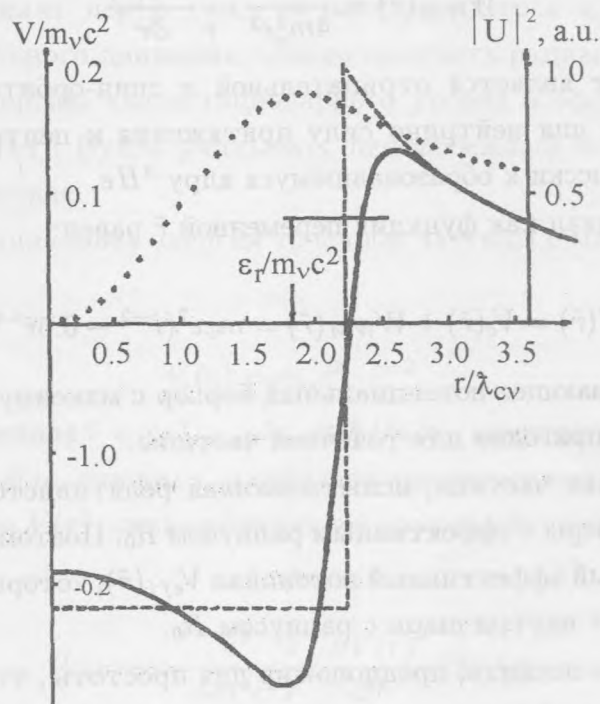


Рис. 1. Результаты расчета эффективного потенциала  $V \equiv V_{eff}(r/\lambda_{c\nu})$  (сплошная кривая) и собственное значение энергии  $\epsilon_r$  в этом потенциале. Значения энергии даны в единицах  $m_\nu c^2$  (левая шкала ординат). Крестиками показаны (в относительных единицах) соответствующие значения квадрата модуля радиальной волновой функции  $|u(r/\lambda_{c\nu})|^2$  (правая шкала ординат). Параметры расчета  $R_0 = \sqrt{5}\lambda_{c\nu}$  и  $V_{cut} = -173m_\nu c^2$  (см. текст). Пунктиром изображен модельный потенциал со сферической прямоугольной ямой [9].

На том же рисунке пунктиром показан модельный потенциал  $V(r)$ , эквивалентный сферической прямоугольной яме с радиусом  $R_0$  и  $V(r) \equiv V_c(r)$  при  $r > R_0$  [9]. Оба потенциала приводят к одинаковым значениям квазистационарного уровня энергии  $\epsilon_r$  и, как видно из рисунка, близки друг к другу.

Уравнение Шредингера для частицы с массой  $m_\nu$ , движущейся в потенциале  $V_{eff}(\tilde{r})$ , решалось численным образом с помощью метода конечных разностей. Находилась радиальная волновая функция  $u(\tilde{r})$  и собственное значение  $\varepsilon_r$ . Величина  $|u(\tilde{r})|^2$  (в относительных единицах) и  $\varepsilon_r$  также приведены на рисунке.

При  $\tilde{r} > 3.0$  спин-орбитальным взаимодействием можно пренебречь, и усредненный потенциал  $V(\tilde{r})$  практически совпадает с  $V_c(\tilde{r})$ . Поэтому в этой области величина  $|u(\tilde{r})|^2$  рассчитывалась по формулам, справедливым для частицы с  $l = 1$ :

$$u_1(x) = G_1(x) + iF_1(x), \quad (13)$$

$$G_1(x) = \sin x + \cos x/x, \quad (14)$$

$$F_1(x) = \sin x/x - \cos x, \quad (15)$$

где  $x = kr$  и  $k$  – волновой вектор частицы в области  $V(\tilde{r}) = 0$ . Собственное значение  $\varepsilon_r$  находилось из условия сшивки радиальных волновых функций (точнее  $|u(\tilde{r})|^2$ ) в точке  $\tilde{r} = 3.0$ . Для приведенного выше значения  $V_{cut}$

$$\varepsilon_r \cong 0.08m_\nu c^2. \quad (16)$$

Проницаемость потенциального барьера  $D$  определялась как отношение  $|u(\tilde{r})|^2$  при асимптотически больших  $\tilde{r}$  к максимальному значению  $|u(\tilde{r})|^2$  (вблизи края эффективной потенциальной ямы). В рассматриваемом случае  $D \cong 0.5$ .

Если пику резонанса в  $\beta$ -спектре отвечает энергия электронов  $E_r$ , то справедливо соотношение

$$E_0 - E_r = m_\nu c^2 + \varepsilon_r \cong m_\nu c^2. \quad (17)$$

Последнее приближенное равенство следует из (16). Однако неравенство  $\varepsilon_r \ll m_\nu c^2$  должно выполняться во всех "разумных" моделях. Поэтому для оценки  $m_\nu c^2$  в хорошем приближении можно пользоваться соотношением (17). В этом смысле такая оценка может считаться модельно независимой.

Экспериментальные данные работ, в которых имеется указание на существование аномальной структуры (линии) вблизи  $E_0$ , суммированы в таблице.

Т а б л и ц а

Лаборатория	$E_0 - E_r, \text{эВ}$	$\kappa_r$	$\Gamma_{exp}, \text{эВ}$	$E_0, \text{эВ}$	$m_\nu^2, \frac{\text{эВ}^2}{c^4}$
Ливермор [3]	$23 \pm 5$	$(3.0 \pm 0.6) \cdot 10^{-9}$	18	$18568.5 \pm 2.0$	$-130 \pm 20$
Троицк [2,6]	$\sim 20$	$\sim 6 \cdot 10^{-11}$	$\sim 8$	$18573.5 \pm 0.2$	$-12 \pm 3$
Майнц [7]	$\sim 18$	$\sim 10^{-10}$		$18574.8 \pm 0.6$	$\sim -10$

Приведенная в таблице разность ( $E_0 - E_r$ ) для эксперимента в Троицке характерна для сеансов с низкой относительной влажностью воздуха (другие детали см. в [9]).

Сравнение с экспериментом позволяет оценить массу электронного антинейтрино как

$$m_\nu c^2 = 20 \pm 5 \text{ эВ}. \tag{18}$$

Ширину линии в  $\beta$ -спектре можно оценить как:

$$\Gamma \cong \hbar/\tau, \tag{19}$$

где  $\tau$  – время жизни уровня, причем в рассмотренной выше модели

$$\tau^{-1} \cong \frac{D}{R_0} (2(\epsilon_r - \langle V_{eff} \rangle) / m_\nu)^{1/2}, \tag{20}$$

где  $\langle V_{eff} \rangle$  – среднее значение эффективного потенциала внутри потенциальной ямы.

Согласно (19) и (20) получаем  $\tau \cong 10^{-16} \text{ сек}$  и  $\Gamma = (3 \div 4) \text{ эВ}$ . Эта модельная оценка  $\Gamma$  не противоречит экспериментальным значениям  $\Gamma_{exp}$  [2, 3], приведенным в таблице, поскольку, очевидно, должно выполняться неравенство  $\Gamma_{exp} > \Gamma$ , так как в  $\Gamma_{exp}$  дают вклад аппаратурные факторы.

В таблице также приведены экспериментальные оценки  $\kappa_r$  – интегрального вклада линии (резонанса) в полный  $\beta$ -спектр. Оценим  $\kappa_r$  в рассматриваемой модели. Для "слабого магнетизма" структура соответствующего коэффициента формфактора такова [10]:

$$\begin{aligned} F_{111}^{(0)} &= (3/2)\sqrt{2/3}(k_p - k_n)(\lambda_{cn}/R) \cdot \int \beta \sigma \cong \\ &\cong -(3/2)\sqrt{2/3}(k_p - k_n)(\lambda_{cn}/R) \cdot \int \sigma. \end{aligned} \tag{21}$$



Последнее выражение справедливо с учетом нерелятивистского характера движения нуклонов в ядре. В формуле (21)  $\lambda_{cn}$  означает комптоновскую длину нуклона,  $R$  – радиус ядра, а  $k_p$  и  $k_n$  – аномальные магнитные моменты протона и нейтрона (в ядерных магнетонах) соответственно. Для обозначения матричных элементов используются стандартные символы (по Конопинскому и Уленбеку).

Оценим в рамках статистического подхода теории Ферми величину  $\chi(l=1)$  – относительную вероятность распада (1), связанного со ”слабым магнетизмом”, когда лептоны уносят орбитальный угловой момент  $l=1$ .

Можно написать [9]:

$$\chi(l=1) = [\sqrt{2/3} \cdot F_{111}^{(0)} \cdot (1/3) \cdot (1 + \tilde{E} + 3\xi)]^2 / C_{00}, \quad (22)$$

где  $\xi = 1.18ZA^{-1/3}$  ( $A$  и  $Z$  – массовое число и атомный номер конечного ядра соответственно),  $\tilde{E} = E/m_e c^2$  и  $C_{00}$  – квадрат приведенного матричного элемента  $\beta$ -распада нейтрона. С учетом слабой зависимости фактора формы  $C_{WM}(\tilde{E}, Z)$  от  $\tilde{E}$  [9] получаем

$$\chi(l=1) \cong 10^{-5}. \quad (23)$$

Искомую величину  $\kappa_r$  можно определить следующим образом:

$$\kappa_r = S_r / S, \quad (24)$$

где  $S$  – интеграл по энергии полного энергетического спектра электронов. Учитывая (23), можно ограничиться в  $S$  интегрированием по спектру  $N(E)$  согласно формуле (2), когда лептонная пара имеет  $l=0$ .

Величину  $S_r$  естественно определить так

$$S_r = \int \chi(l=1) \eta(E) N(E) dE, \quad (25)$$

где интегрирование проводится по области резонанса,  $\chi(l=1)$  – относительная вероятность переходов, в которых лептонная пара уносит  $l=1$ , функция  $\eta(E)$  – отношение вероятностей резонансного и нерезонансного распадов для переходов с  $l=1$ .

Следуя [11], получаем

$$\eta(E) \cong \frac{2E_r}{\Gamma} \cdot \frac{\Gamma^2/4}{(E - E_r)^2 + \Gamma^2/4}. \quad (26)$$

С этой функцией и полученным ранее значением  $\chi(l=1) \cong 10^{-5}$  отношение (24) оказывается равным

$$\kappa_T \cong 10^{-10}. \quad (27)$$

Как видно из таблицы, эта оценка по порядку величины согласуется с экспериментальными значениями  $\kappa_T$ .

Таким образом, рассматриваемая модель позволяет воспроизвести параметры линии аномальной структуры ( $\Gamma$  и  $\kappa_T$ ). При этом  $V_{cut}$  является единственным свободным параметром модели.

Наблюдение резонансной структуры в энергетическом спектре  $\beta$ -распада трития является первым экспериментальным эффектом в физике нерелятивистских нейтрино.

Автор благодарен Г. Т. Зацепину, О. Г. Рязской, Л. И. Сарычевой, С. И. Свертилову за полезное обсуждение.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Kaplan I. G. J.Phys.G: Nucl. Part. Phys., **23**, 683 (1997).
- [2] Lobashev V. M., Aseev V. H., Belesev A. I., et al. Phys. Lett., **B460**, 227 (1999).
- [3] Stoeffl W., Decman D. J. Phys. Rev. Lett., **75**, 3237 (1995).
- [4] Jonsell S., Monkhorst H. J. Phys. Rev. Lett., **76**, 4476 (1996).
- [5] Ehrlich R. Phys. Lett., **B493**, 229 (2000).
- [6] Belesev A. I., Bleule A. I., Geraskin E. V., et al. Phys. Lett., **B350**, 263 (1995).
- [7] Weinheimer Ch., Degenddag B., Bleile A., et al. Phys. Lett., **B460**, 219 (1999).
- [8] Горячев Б. И. Препринт НИИЯФ МГУ N 2002-20/704, Москва, 2002.
- [9] Горячев Б. И. Препринт НИИЯФ МГУ N 2001-41/681, Москва, 2001.
- [10] Schorper H. F. Weak interactions and nuclear beta decay, North-Holland publishing company. Amsterdam, 1966.
- [11] Базь А. И., Зельдович Я. Б., Переломов А. М. Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике, гл. 7. Изд-во "Наука", Москва, 1971.

Научно-исследовательский институт ядерной физики

Московского государственного университета

Публикуется по рекомендации Нейтронно-физического отдела

Поступила в редакцию

20 мая 2003 г.