



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

У585/2-81

7/9-81

P3-81-371

В.П.Алфименков, С.Б.Борзаков, Во Ван Тхуан,  
Ю.Д.Мареев, Л.Б.Пикельнер, Д.Рубин,  
А.С.Хрыкин, Э.И.Шарапов

СПИНОВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СЕЧЕНИЯ  
РАССЕЯНИЯ ЯДРОМ  ${}^7\text{Li}$   
S-ВОЛНОВЫХ НЕЙТРОНОВ

*Направлено в ЯФ*

1981

1. Изотопы лития исследовались во многих ядерных реакциях<sup>/1/</sup>. Картина энергетических уровней ядра  ${}^8\text{Li}$  /рис.1/ весьма проста: ниже очень малой /2,03 МэВ/ энергии связи нейтрона расположено одно возбужденное состояние и во всех известных случаях уровни имеют положительную четность. В теории<sup>/2/</sup>, однако, выдвинуты аргументы в пользу существования в литии-8 низколежащих, /1-3/ МэВ над нейтронным порогом, уровней отрицательной четности с  $J^\pi = 2^-, 1^-$ , "аномальных" в терминах оболочечной модели. Расчеты по микроскопической кластерной модели<sup>/3/</sup> указывают на область непосредственно вблизи энергии связи нейтрона как на вероятное место расположения этих уровней.

Прямых экспериментальных доказательств существования в  ${}^8\text{Li}$  уровней отрицательной четности нет, хотя они и введены в некоторых работах либо для улучшения R-матричной подгонки к экспериментальным данным при энергии нейтронов выше 100 кэВ<sup>/4/</sup>, либо для объяснения сильной спиновой зависимости длин рассеяния нейтрона на литии-7<sup>/5,6/</sup>.

Полезную информацию в этой связи могут дать поляризационные эксперименты с s-нейтронами. Возбужденные уровни  $2^-, 1^-$  компанд-ядра  ${}^8\text{Li}$ , если они существуют, должны возникать при взаимодействии s-волновых нейтронов с ядром-мишенью  ${}^7\text{Li}$ , спин и четность основного состояния которого  $I^\pi = 3/2^-$ . Наблюдение таких уровней в полном сечении  $\sigma_s$  затруднено ожидаемой большой

шириной, характерной для резонансов одночастичной природы. Сечение  $\sigma = \sigma_{\text{пол}}$ ; определяемое в поляризационном опыте, пропорционально разности сечений двух спиновых каналов с  $J_+ = I + 1/2$  и  $J_- = I - 1/2$ , следовательно, более чувствительно к

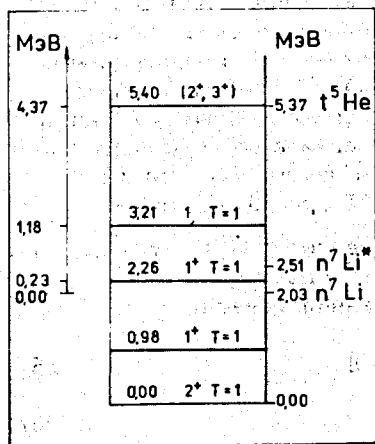


Рис.1. Схема уровней ядра  ${}^8\text{Li}$  ниже порога канала ( $t, {}^5\text{He}$ ). Справа - шкала порогов соответствующих каналов, слева - кинетическая энергия относительного движения в системе центра масс.

параметрам искомым уровням. Зная сечения  $\sigma_s$  и  $\sigma^{пол.}$ , можно разделить вклады каналов с разным спином.

В настоящей работе измерено полное сечение рассеяния и поляризационное сечение  ${}^7\text{Li}$  для нейтронов с энергией до 100 кэВ. Полученные результаты в совокупности с длинами ( $n, {}^7\text{Li}$ )-рассеяния проанализированы в рамках одноуровневого приближения R-матричной теории и сделаны выводы об уровнях отрицательной четности в  ${}^8\text{Li}$ .

2. Выпишем основные формулы, существенные для данной работы, и отметим допущения, используемые при их применении. Предполагается, что в исследуемом диапазоне энергий /отсчитываемых от нейтронного порога 2,03 МэВ/ во взаимодействии участвует только s-волна, и сечение в системе центра масс описывается одноуровневым многоканальным приближением R-матричной теории /7/ без остаточного, фонового члена:

$$\sigma(E) = \frac{4\pi}{k^2} \sum_J g_J \sin^2 \delta_J(E), \quad /1/$$

$$\delta_J(E) = \arctg R_J(E)ka - ka, \quad /2/$$

$$R_J(E) = \gamma_J^2 / (E_J - E - \sum_c S_c(E)\gamma_c^2), \quad /3/$$

$$\gamma^2 = \Gamma/2ka,$$

$$k = 0,650 \cdot 10^{11} \sqrt{E_{\text{кэВ}}} \text{ см}^{-1}. \quad /4/$$

Открытыми каналами являются упругое рассеяние и радиационный захват, однако последним будем пренебрегать ввиду малости сечения /менее 40 мкб/. Большинство обозначений в формулах - традиционное. Использовано нулевое граничное условие, индекс J соответствует спину резонанса с энергией  $E_J$  и приведенной шириной  $\gamma_J^2$ , радиус канала  $a = 1,45 / A^{1/3} + 1/$  фм полагается в первом приближении не зависящим от спина J. Сумма  $\sum_c$  в нашем случае определяется только факторами сдвига  $S_c$  закрытых каналов, т.е. по-существу одним каналом неупругого рассеяния  ${}^7\text{Li}(n,n'){}^7\text{Li}$  в спиновом состоянии  $1^-$ . Тогда  $S_n = -ka$  и  $k = 0,650 \cdot 10^{11} \sqrt{Q-E}$ , где  $Q = 0,48$  МэВ - энергия ( $n, {}^7\text{Li}^*$ ) - порога, т.е. энергия первого возбужденного уровня в ядре-мишени  ${}^7\text{Li}$ .

Переходя при  $E \rightarrow 0$  к длинам рассеяния, имеем:

$$a_J = a[1 - R_J(0)] = a[1 - \gamma_J^2 / (E_J + \gamma_n^2 S_n)], \quad /5/$$

$$a_{\text{ког.}} = \sum_J g_J a_J, \quad /6/$$

$$\sigma_s = 4\pi \sum_J g_J a_J^2. \quad /7/$$

Поляризационное сечение, определяемое в /8/ как

$$\sigma^{пол.}(E) = I(2I+1)^{-1} [\sigma_{J+}(E) - \sigma_{J-}(E)],$$

в нашем случае есть

$$\sigma_s^{пол.} = 4\pi I(2I+1)^{-1} (a_+^2 - a_-^2). \quad /8/$$

Оно характеризует спиновую зависимость рассеяния s-нейтронов ядрами  ${}^7\text{Li}$ .

3. Спектрометр по времени пролета с импульсным реактором ИБР-30 в качестве источника нейтронов позволил измерить сечения взаимодействия нейтронов с литием в широком диапазоне энергий. Основные характеристики этой системы даны в /9/. Для измерения сечений рассеяния был использован сцинтилляционный  $4\pi$ -детектор нейтронов на основе плексигласа с порошком  $\text{ZnS}(\text{Ag})^{10}\text{В}/^{10}\text{В}$ . Он располагался на пролетных базах 118, 500 и 1000 м для создания оптимальных условий измерения в различных областях энергий при фиксированной длительности нейтронной вспышки 4,5 мкс.

Металлический образец химически чистого лития толщиной  $7,81 \cdot 10^{22}$  ядер/см<sup>2</sup>, диаметром 178 мм помещался в вакуумированном канале детектора попеременно с калибровочным образцом углерода /пластинкой 0,374 г/см<sup>2</sup>/, эквивалентным ему по рассеянию/ $n_c \sigma_c = 8,82 \cdot 10^{-2}$  при  $E = 2$  кэВ/. Сечение рассеяния углерода известно с неопределенностью менее 0,6% /11/. При оптимальном выборе пролетной базы для соответствующих энергий фон не превышал 7% и, как показали измерения с резонансными фильтрами, не зависел в пределах точности измерений от наличия образца. Измерение без образца давало поэтому фон.

Сечение  $\sigma_s^{пол.}$  измерялось методом пропускания поляризованных нейтронов через поляризованную мишень. Методика подобных экспериментов изложена в обзоре /8/. Поляризатор в виде поляризованной протонной мишени с кристаллом ЛМН обеспечил нейтронную поляризацию  $f_n \approx 0,5$  в широком диапазоне энергий.

Ядра мишени лития поляризовались методом теплового равновесия при глубоком охлаждении во внешнем магнитном поле. Получаемая при этом поляризация ядер может быть рассчитана согласно формуле

$$f_A = \frac{1}{3} \left(1 + \frac{1}{I}\right) \frac{\mu_A H}{kT}, \quad /9/$$

следующей из общего выражения /26/ работы /8/ при малых значениях параметра  $\mu_A/kT$ . В этой формуле  $\mu_A$  - магнитный момент изо-

топа с массовым числом  $A$ ,  $H$  - магнитное поле,  $T$  - температура. Этот универсальный метод поляризации, называемый иногда методом "грубой силы", позволил иметь при  $T = 30$  мК и  $H = 15$  кЭ поляризацию  $f_7 = 0,03$ , достаточную для проведения данного эксперимента. Время достижения теплового равновесия в мишени, помещенной в криостат с растворением гелия-3 в гелии-4, составило несколько часов ввиду значительной - около  $13$  молей - массы вещества.

Образец металлического лития имел размеры  $4,75 \times 6,0$  см. Его толщина вдоль пучка составляла  $n = 2,76 \cdot 10^{23}$  ядер  $Li/cm^2$ . Изотопный состав  $96,7\%$   ${}^7Li$  и  $3,3\%$   ${}^6Li$  был определен в отдельном опыте по пропусканию этого образца в околотепловой области энергий, на основе известного сечения взаимодействия нейтронов с  ${}^6Li$ .

Непосредственно измерялся в поляризационном эксперименте эффект пропускания  $\epsilon(E) = (T_n - T_a) / (T_n + T_a)$ , определяемый пропусканием нейтронов  $T(E)$  через мишень при параллельном и антипараллельном направлении поляризации нейтронов и ядер. Известно, что сечение поглощения  $\sigma_a(E)$ , а следовательно, и  $\sigma_a^{пол.}(E)$ , для изотопа  ${}^6Li$  следует закону  $1/\sqrt{E}$ . Поэтому для образца лития, содержащего оба изотопа, можно получить /например, с помощью формул работы /8/ / выражение для  $\epsilon(E)$  в виде:

$$\epsilon(E) = -c[\sigma_s^{пол.}(E) + d\sigma_a^{пол.}(E_*)\sqrt{\frac{E_*}{E}}], \quad /10/$$

где в константы  $c = n f_n f_7 c_7$  и  $d = (c_6 f_6) / (c_7 f_7)$ , помимо определенных ранее величин, входят концентрации  $c_6$  и  $c_7$  изотопов  ${}^6Li$  и  ${}^7Li$  в мишени, и величина поляризационного сечения захвата записана при фиксированной энергии  $E_*$ . В работе /12/ получено  $\sigma_a^{пол.} = -1160 \pm 50$  б при  $E_* = 0,0709$  эВ. Соотношение /10/ дает возможность определения искомого сечения  $\sigma_s^{пол.}$  из энергетической зависимости  $\epsilon(E)$  с нормировкой на поляризационное сечение захвата  $\sigma_a^{пол.}$ . Это позволяет обойтись без формулы /8/ для расчета поляризации  $f(Li)$ , т.е. без абсолютного определения температуры. Последнее обстоятельство весьма существенно, т.к. измерение температуры образца в условиях его возможного нагрева пучком - технически очень сложная задача.

Эффект пропускания  $\epsilon$  измерялся одновременно двумя детекторами: первый - гелиевые счетчики на базе  $36$  м - давал эффект до энергии  $\sim 1$  кЭВ, второй - сцинтилляционный жидкостный детектор на базе  $116$  м - перекрывал интервал энергий  $0,1-120$  кЭВ. Информация с обоих детекторов, а также с мониторов потока и поляризации записывалась в память малой ЭВМ ТРА-1. осуществлявшей также управление реверсом поляризации и контроль измерений.

4. Экспериментальные результаты для сечения рассеяния представлены на рис.2. Помимо полученных данных до энергии  $100$  кЭВ рисунок содержит ход  $s$ -волнового сечения рассеяния до  $400$  кЭВ, рассчитанный в виде разности сечения из работы /13/ и вклада  $p$ -резонанса с энергией  $261$  кЭВ. Известные ранее по атласу нейтронных сечений BNL-325 полные сечения взаимодействия нейтронов с  ${}^7Li$  имели в области до  $100$  кЭВ неопределенность  $\sim 10\%$ . Погрешность полученного в данной работе сечения составляет  $3\%$ . Такую же погрешность имеют полные сечения работы /13/, измеренные для  $E > 100$  кЭВ.

Эффект пропускания в зависимости от энергии нейтронов показан на рис.3. Границы энергетических участков, в которых проводилось усреднение, соответствуют примерно середине интервалов между соседними точками. В области выше  $20$  кЭВ эффект  $\epsilon(E)$  поправлен /по формулам работы /9/ / на возникающее здесь уменьшение нейтронной поляризации  $f_n(E)$ . Наблюдаемая энергетическая зависимость  $\epsilon(E)$  качественно соответствует суммарному эффекту от постоянного поляризационного сечения рассеяния  $\sigma_s^{пол.}$  и зависящего от энергии по закону  $1/v$  поляризационного сечения поглощения  $\sigma_a^{пол.}$ .

В широком диапазоне энергий, однако, поляризационное сечение рассеяния может меняться даже при постоянном сечении  $\sigma_s$ . Поэтому мы положили  $\sigma_s^{пол.}$  константой лишь в интервале  $2$  эВ -  $1$  кЭВ, и по методу наименьших квадратов подогнали параметры формулы /10/ к данным в этом узком интервале энергий. Так были получены величины

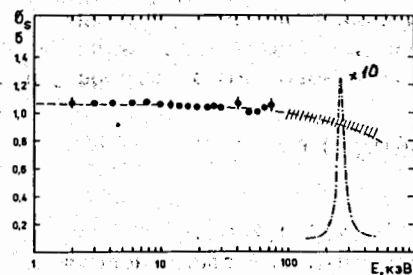


Рис.2. Сечение рассеяния нейтронов литием-7 в зависимости от энергии в лабораторной системе: точки - данная работа, пунктир - сечение по формуле /13/, штрих-пунктир - сечение /13/ в области  $p$ -резонанса, заштрихованная полоса - вклад  $s$ -волны для энергии  $100-400$  кЭВ.

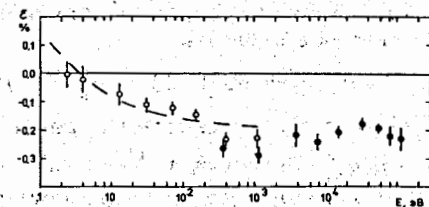


Рис.3. Эффект пропускания  $\epsilon$  в зависимости от энергии нейтронов: открытые точки - первый детектор, сплошные - второй детектор, пунктир - подгонка по формуле /10/ в области  $2$  эВ -  $1$  кЭВ.

$$\sigma_s^{\text{пол.}} / 0,5 \text{ кэВ} = 0,56 \pm 0,08 \text{ б}$$

$$c/p = f_n f_7 c_7 = 1,28 \pm 0,23 \cdot 10^{-2}$$

и энергетическая зависимость  $\epsilon(E)$ , показанная на рис.3 пунктиром. Экспериментальное значение константы  $c/p$  оказалось соответствующим расчету по формуле /9/ с температурой образца 37 мК.

Для энергий выше 1 кэВ допущение о постоянстве поляризационного сечения рассеяния не использовалось, и  $\sigma_s^{\text{пол.}}(E)$  было определено по формуле /10/ с указанным значением  $c/p$ . Результаты представлены на рис.4. Поляризационное сечение лития-7 не показывает явного энергетического хода, но демонстрирует сильную спиновую зависимость сечения рассеяния во всем исследованном диапазоне энергий нейтронов: как следует из уравнений /7/ и /8/, сечение канала со спином  $J=2^-$  примерно в 16 раз больше сечения канала со спином  $J=1^-$ .

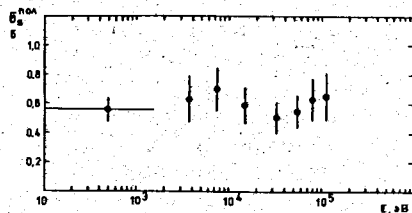


Рис.4. Поляризационное сечение рассеяния нейтронов литием-7 в зависимости от энергии.

5. Анализ и обсуждение результатов проведем с использованием формул /1/-/8/. Исходными будут служить данные, представленные на рис.2 и 4 и значения длин  $(n, {}^7\text{Li})$ -рассеяния для двух спиновых каналов. Последние уже обсуждались в литературе, однако целесообразно получить их заново, используя результаты настоящей работы

$$\sigma_s = 1,06 \pm 0,03 \text{ б}, \sigma_s^{\text{пол.}} = 0,56 \pm 0,08 \text{ б} \quad /11/$$

совместно с известными данными для

$$b_{\text{ког.}} = -2,1 \pm 0,1 \text{ фм}^{14}, (b_+^+ - b_-^-) = -4,5 \pm 0,2 \text{ фм}^{15}. \quad /12/$$

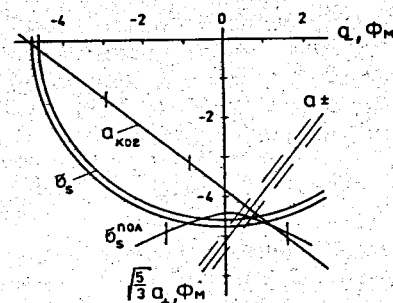
Опирируя далее с длинами рассеяния для свободного ядра ( $a = bA/(A+1)$ ), представим соотношения /6/-/8/ с соответствующими экспериментальными результатами /11/, /12/ в виде функций  $\sqrt{\frac{5}{3}} a_+$  от  $a_-$ , как показано на рис.5, где каждая функция обозначена своим символом и содержит интервал неопределенности.

Данные рис.5 определяют набор длин  $(n, {}^7\text{Li})$ -рассеяния

$$a_+ = -3,61 \pm 0,07 \text{ фм}, \quad a_- = 0,8 \pm 0,3 \text{ фм},$$

хорошо согласующийся с ранее использованными наборами в /5,6/.

Рис.5. Определение длин  $(n, {}^7\text{Li})$ -рассеяния графическим методом. Обозначения отвечают соотношениям:  $\sigma_s$  - /7/, /11/,  $a_{\text{ког.}}$  - /6/, /12/,  $\sigma_s^{\text{пол.}}$  - /8/, /11/,  $a_{\pm} = (a_+ - a_-) = \frac{7}{8}(b_+ - b_-) = /12/.$



Результат /11/ для сечений  $\sigma_s(E)$  и  $\sigma_s^{\text{пол.}}(E)$  исключает предложенный в теории /3/ вариант расположения уровней отрицательной четности лития-8 непосредственно вблизи  $(n, {}^7\text{Li})$ -порога. Такое положение уровней привело бы к существенно большему, чем наблюдаемые, величинам сечений  $\sigma_s^{\text{пол.}}$  и  $\sigma_s$  и к их заметной энергетической зависимости в интервале энергий до 100 кэВ.

К противоречию с результатами для сечений  $\sigma_s$  /рис.2/ и  $\sigma_s^{\text{пол.}}$  /рис.4/ ведет и использование резонанса с энергией  $E_0 = 0,71 \text{ МэВ}$  ( $J^\pi = 2^-$ ) и шириной  $\Gamma = 1,8 \text{ МэВ}$ , предложенного в /6/ для описания длин рассеяния. Так, например, вклад в  $\sigma_s$  составляющей  $\sigma_s(2^-)$  будет тогда 1,25 б при 100 кэВ и возрастет до 1,55 б при 400 кэВ.

Обработка данных по методу наименьших квадратов с использованием приведенных выше формул R-матричной теории показала, что результаты настоящей работы хорошо описываются, если допустить существование в литии-8 следующих уровней отрицательной четности:

$$E_0(J^\pi = 2^-) = 1,20 \pm 0,06 \text{ МэВ}, \quad \gamma^2 = 2,2 \pm 0,1 \text{ МэВ}$$

$$E_0(J^\pi = 1^-) = 1,5 \pm 0,6 \text{ МэВ}, \quad \gamma^2 = 2,4 \pm 1 \text{ МэВ}.$$

Такие уровни должны быть одночастичными, поскольку вигнеровский предел для приведенной ширины в литии есть  $\gamma_w^2 = 4,2 \text{ МэВ}$  /при использованном значении  $a = 4,22 \text{ фм}$ /. Преобладающий вклад в сечение дает канал со спином  $2^-$ . Вклад уровня  $1^-$  не превышает 0,03 б, поэтому последний можно рассматривать и как некий эффективный, необходимый в основном для описания длины  $a_-$ .

Таким образом, согласно результатам для сечений рассеяния s-волновых нейтронов /  $E_n \leq 400 \text{ кэВ}$  /, вблизи энергии 3,21 МэВ /рис.1/ должен располагаться уровень со спином  $2^-$ . В анализе данных при высоких энергиях /  $0,1 < E_n < 8 \text{ МэВ}$  /<sup>4/</sup> первый уровень с  $J^\pi = 2^-$  дан при энергии возбуждения 4,57 МэВ с шириной  $\gamma^2$ , превышающей предел  $\gamma_w^2$ . Очевидно, что для уточнения положения уровней отрицательной четности в  ${}^8\text{Li}$ , помимо новых попыток совместного анализа всех данных, желательны дополнительные, особенно поляризационные эксперименты при энергии  $E_n > 400 \text{ кэВ}$ .

Ввиду плавного хода сечения  $\sigma_s$  и подавляющего вклада канала со спином  $2^-$  возможно и более простое описание взаимодействия  $s$ -волновых нейтронов с литием-7 в рамках теории эффективного радиуса. Тогда энергетическая зависимость сечения определяется формулой

$$\sigma_s = 4\pi \{ g_+ \left[ \left( -\frac{1}{a_+} + \frac{1}{2} r_0 k^2 \right)^2 + k^2 \right] + g_- a_-^2 \}, \quad /13/$$

где  $a_{\pm}$  - длины рассеяния,  $r_0$  - эффективный радиус в канале со спином  $2^-$ . Подгонка, показанная на рис. 2 пунктиром, соответствует параметрам  $a_+ = -3,6 \pm 0,07$  фм,  $a_- = 0,8 \pm 0,3$  фм и  $r_0 = 1,1$  фм. Соответствующая физическая интерпретация, т.е. объяснение отрицательного знака длины рассеяния без феноменологического введения резонанса, представляла бы несомненный интерес.

В заключение приятно выразить благодарность И.М.Франку за поддержку экспериментов, Т.С.Афанасьевой, М.Б.Бунину, С.И.Неговелову, Б.А.Родионову и М.С.Язвицкой за помощь при выполнении работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ajzenberg-Selove F. Nucl. Phys., 1979, v. A320, p.1.
2. Aswad A. et al. Nucl. Phys., 1973, v. A208, p.61.
3. Stöwe H., Zahn W. Nucl. Phys., 1977, v. A289, p.317.
4. Knox H.D. et al. Neutron Cross Section for Technology, 1979, Spec. Publ. NBS-594, Washington, p.783; Nucl. Phys., 1981, v. A359, p.131.
5. Thomas R.G. et al. Phys. Rev., 1956, v. 101, p.759.
6. Barker F.C. Austr. J. Phys., 1977, v. 30, p.113.
7. Лейн А., Томас Р. Теория ядерных реакций при низких энергиях. ИИЛ, М., 1960.
8. Алфименков В.П., Пикельнер Л.Б., Шарпов Э.И. ЭЧАЯ, 1980, т. 11, с. 411.
9. Франк И.М. ЭЧАЯ, 1972, т. 2, с. 807.
10. Алфименков В.П. и др. ЯФ, 1981, т. 33, с. 891.
11. Fu C.Y., Perey F.G. Atomic Data and Nucl. Data, 1978, v. 22, p. 249.
12. Glättli H. et al. Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 748.
13. Meadows J.W., Whalen J.F. Nucl. Sci. Eng., 1970, v. 41, p. 351.
14. Shull C.G., Wollan E.O. Phys. Rev., 1951, v. 81, p. 527; Peterson S.W., Smith H.G. J. Phys. Jap., 1962, v. 17, Suppl. 2, p. 335.
15. Glättli H. et al. J. de Phys., 1979, v. 40, p. 629.

Рукопись поступила в издательский отдел

3 июня 1981 года.