

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P4 - 6298



Б.Н.Калинкин, В.Л.Шмонин

РЕАКЦИЯ КВАЗИУПРУГОГО ВЫБИВАНИЯ
ДЕЙТРОНОВ ПРОТОНАМИ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ
И СТРУКТУРА АТОМНЫХ ЯДЕР

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1972

P4 - 6298

Б.Н.Калинкин, В.Л.Шмонин

РЕАКЦИЯ КВАЗИУПРУГОГО ВЫБИВАНИЯ
ДЕЙТРОНОВ ПРОТОНАМИ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ
И СТРУКТУРА АТОМНЫХ ЯДЕР

**Научно-техническая
библиотека
ОИЯИ**

Калинкин Б.Н., Шмонин В.Л.

P4-6298

Реакция квазиупругого выбивания дейтронов протонами
высокой энергии и структура атомных ядер

Показано, что для интерпретации имеющихся экспериментальных данных по реакции квазиупругого выбивания дейтронов протонами высокой энергии не требуется детальной информации о структуре ядра-мишени. Для этой цели оказывается достаточным использовать такие общие характеристики ядра как заряд, масса, средний радиус и простейший вид распределения плотности.

Вероятно, структурные особенности ядер могут проявиться в более полных (фиксация всех продуктов процесса, в том числе и энергии возбуждения остаточного ядра) и прецизионных экспериментах.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований
Дубна, 1972

Kalinkin B.N., Shmonin V.L.

P4-6298

Reaction of Quasielastic Knocking-Out
of Deuterons by High-Energy Protons and Atomic
Nucleus Structure

It is shown that detailed information on the nucleus-target structure is not required when interpreting the available experimental data on the reaction of quasielastic knocking-out of deuterons by high-energy protons. For this purpose it is quite sufficient to use general characteristics of a nucleus as: charge, mass, mean radius and the simplest type of the density distribution.

Probably, the structure peculiarities of nuclei can be revealed in more complete (fixation of all the process products, including excitation energy of a residual nucleus) and precision experiments.

Communications of the Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1972

I . Введение

Одной из попыток использовать частицы высоких энергий для извлечения информации о структуре атомных ядер явилось изучение процесса квазиупругого выбивания дейтронов быстрыми протонами.

Интерес к этой реакции вполне понятен. Кинематикой обусловлено участие в ней двух нуклонов ядра, что ставит ее характеристики в прямую зависимость от свойств относительного движения пары нуклонов в ядре. Казалось бы, появляется возможность изучения двухнуклонных пространственных корреляций в ядрах.

Попытки описания реакции квазиупругого выбивания дейтронов предпринимались с различных точек зрения: флуктуационный механизм^{/1/}, дисперсионный подход^{/2/}, импульсное приближение с использованием модели оболочек для описания ядра-мишени^{/3/}.

В настоящей работе предпринимается попытка объяснить основные черты рассматриваемой реакции, привлекая лишь простейшие представления о ядре - ядро рассматривается как бесструктурная капля ядерной материи с заданными размерами и распределением плотности. Очевидно, что успех такого подхода мог бы свидетельствовать о нечувствительности реакции к ядерной структуре, а его несостоятельность - о необходимости привлечения более подробной картины строения ядра, и, следовательно, о возможности определения в таких экспериментах тех или иных деталей ядерной структуры.

II . Связь реакции квазиупругого выбивания дейтронов с упругим $p-d$ -рассеянием

Попытки сформулировать механизм квазиупругого выбивания дейтронов на первом этапе, как правило, приводят к вопросу: идентичен ли он механизму упругого $p-d$ рассеяния на большие углы. Аргументами в пользу положительного ответа на этот вопрос являются совпадение угловых распределений и совпадение (с учётом связанности с ядром пары нуклонов, образующих дейтрон) максимумов импульсных спектров дейтронов в этих реакциях.

Разумно, поэтому, воспользоваться предположением об идентичности указанных механизмов. Возможные нарушения справедливости данного предположения и оценки их влияния на результат обсуждаются в заключении.

Итак, при выбивании дейтрона налетающий протон взаимодействует с некоторой $n-p$ парой ядра качественно подобно тому, как это происходит в упругом $p-d$ рассеянии на большие углы.

Относительно механизма последней реакции в настоящее время нет полной ясности. Почти на равных правах существует несколько различных гипотез, имеющих, однако, существенную общую черту: основной вклад в процесс дают конфигурации дейтрона с малыми расстояниями между нейтроном и протоном.

Непосредственные оценки характерных расстояний, проведенные на основе различных механизмов ^{4-10/}, приводят при энергии протона $E_p = 1$ Гэв к значению $r_q \leq 0,4$ фм.

Выделенность малых расстояний вполне понятна, так как в описании процесса фигурирует передача большого импульса слабо связанной системе или подхват нуклона из такой системы быстрой частицей.

Итак, следует ожидать, что реакция квазиупругого выбивания дейтронов должна быть чувствительна к поведению волновой функции $n-p$ пары в ядре лишь на малых расстояниях между нуклонами этой пары, то есть к пространственным парным корреляциям ближнего порядка ($r \leq r_q$).

Тогда в качестве первого приближения представляется разумной следующая картина. Характер поведения волновой функции на малых расстояниях при переходе от дейтрона к некоторой $n-p$ паре ядра не меняется. Все изменение этой части волновой функции сводится к ее перенормировке, которая обусловлена, грубо говоря, изменением объема, занимаемого парой при помещении ее в ядро — точнее, распределением плотности нуклонов в ядре. Это предположение позволяет рассматривать ядро в реакции квазиупругого выбивания дейтронов при высоких энергиях как бесструктурную каплю ядерной материи, характеризуемую распределением плотности $\rho(r)$.

Тогда для отношения m сечения выбивания дейтронов из ядра к сечению упругого $p-d$ -рассеяния можно получить

$$m = \left[\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^{p,pd} / \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_d^{p,pd} \right] \approx \frac{4}{3} \pi \bar{r}_d^{-3} \cdot NZ \int d^3r \rho^2(r), \quad (1)$$

где \bar{r}_d — средний радиус дейтрона, NZ — число $n-p$ пар в ядре, ρ^2 под знаком интеграла возникает из выражения для плотности пар, если учесть малость расстояния r_q между составляющими их нуклонами.

В качестве функции $\rho(r)$ в формуле (1) можно использовать известное выражение. Например, в случае легких ядер:

$$\rho(r) = \frac{4}{\pi^{3/2} a_0^3 A} \left(1 + \delta \frac{r^2}{a_0^2} \right) \exp \left(-\frac{r^2}{a_0^2} \right),$$

где $\delta = \frac{A-4}{6}$, $a_0 = 1,59$ фм для ^{12}C и $a_0 = 1,77$ фм для ^{16}O .

Для свинца вид функции $\rho(r)$ определяется формулой

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{A} \left[1 + \exp \left(-\frac{r-c}{a} \right) \right]^{-1},$$

причем $\rho_0 = 0,137$ фм $^{-3}$; $c = 6,98$ фм; $a = 0,55$ фм.

III . Учёт неупругих процессов

Возникает и другой интересный вопрос, какая часть ядра может быть исследована в реакциях квазиупругого выбивания. С одной стороны, по мере продвижения к малым параметрам удара число $n - p$ -пар вдоль траектории налетающего протона растет, что способствует увеличению вклада внутренних областей ядра в сечение выбивания дейтронов. С другой стороны, вероятность частице (налетающему протону и выходящему дейтрону) пройти, не испытав неупругого взаимодействия, толщу ядра быстро падает с ростом длины пути этой частицы в ядре, что способствует увеличению вклада периферии ядра. Эксперименты^{/11/} свидетельствуют, что отношение сечения выбивания дейтронов к сечению упругого $p-d$ -рассеяния изменяется с ростом атомного веса ядра-мишени приблизительно как $A^{1/3}$. Этот факт является веским аргументом в пользу периферического характера процесса.

Чтобы убедиться в необходимости учёта неупругих взаимодействий, выводящих процесс из квазиупругого канала, достаточно сравнить величины m , приведенные в таблице 1, с их экспериментальными значениями, полученными в работе^{/11/}. Для ^{12}C , ^{16}O и ^{208}Pb величины $m_{\text{эксп}}$ приведены в нижней строке. Столь сильное расхождение можно объяснить лишь интенсивным поглощением в ядре налетающего протона и выходящего дейтрона в результате неупругих взаимодействий.

Для учёта взаимодействия протона и дейтрона с ядром можно использовать высокоэнергетическое приближение, так как $V/E < 0,1$, а $kR_0 > 10$ уже для легких ядер (R_0 - средний радиус ядра, k - волновое число налетающего протона). В этом приближении траектории частиц предполагаются прямолинейными. Поэтому в подинтегральном выражении формулы (1) следует перейти к переменным b (прицельный параметр) и z (текущая координата частицы), т.е.

$$m = \frac{4}{3} \pi NZ \cdot r_d^{-3} \int d^2b dz \rho^2(b, z). \quad (1')$$

При учёте неупругих процессов различные n -р -пары ядра становятся неравноценными в том смысле, что вероятность выбить некоторую пару существенно зависит от того, какой путь в ядре пройдет налетающий протон до взаимодействия с этой парой. Вероятность дейтрону выйти из ядра также определяется длиной его пути в ядре. Таким образом, интегрирование по b и z в формуле (1') следует производить с весом:

$$\mathcal{J}(b, z) \cdot \eta(b, z), \quad (2)$$

где:

$\mathcal{J}(b, z)$ - вероятность того, что протон с прицельным параметром b достигнет точки z , не испытав неупругих взаимодействий; $\eta(b, z)$ - вероятность дейтрону, выбиваемому из окрестности точки z , выйти из ядра, не испытав неупругих взаимодействий.

Посредством \bar{m} обозначим величину, соответствующую m , но с учётом влияния неупругих процессов. Тогда:

$$m = \frac{4}{3} \pi N Z \bar{r}_d^{-3} \int d^2 b d z \rho^2(b, z) \mathcal{J}(b, z) \eta(b, z). \quad (3)$$

Для вычисления функции $\mathcal{J}(b, z)$ можно воспользоваться теорией многократного рассеяния Глаубера. Это позволяет выразить результат через известные сечения нуклон-нуклонного рассеяния. Единственное отличие от стандартного подхода состоит во введении текущей фазы $\chi(b, z)$ вместо обычной $\chi(b, +\infty)$:

$$\mathcal{J}(b, z) = \exp[-2Im \chi(b, z)]. \quad (4)$$

Последовательное применение этой теории приводит к следующему выражению для функции $\mathcal{J}(b, z)$:

$$\mathcal{J}(b, z) = \exp[-\sigma \cdot T_-(b, z)], \quad (5)$$

причём:

$$T_{-}(b, z) = \int_{-\infty}^z \rho(b, \xi) d\xi. \quad (6)$$

Аналогично для функции $\eta(b, z)$ получаем

$$\eta(b, z) = \exp \left[-2\sigma T_{+}(b, z) + \frac{\sigma^2}{8\pi a} T_{+}^2(b, z) \right], \quad (7)$$

$$T_{+}(b, z) = \int_z^{\infty} \rho(b, \xi) d\xi. \quad (8)$$

При выводе соотношения (7) мы учли тот факт, что взаимное расстояние между нуклонами n - p -пары, представляющими выбиваемый дейтрон, мало (в расчётах мы принимали, что оно равно нулю).

В качестве сечений σ нуклон-нуклонного рассеяния можно использовать величины, приведенные в монографии^[12] (точнее, среднее значение между величинами сечений p - p и p - n -рассеяния). Величина a в формуле (7) является параметром, характеризующим зависимость амплитуды нуклон-нуклонного рассеяния от передаваемого импульса q . При энергиях 700-1000 Мэв $a \approx 7(\text{Гэв}/c)^{-2}$.

IV . Обсуждение результатов

Кратко суммируем основные черты развитой выше картины квазиупругого выбивания дейтронов.

1. Налетающий протон взаимодействует с n - p парой ядра посредством того же механизма, что и при упругом p - d рассеянии на большие углы. Основной вклад в сечение процесса дают малые ($\leq 0,4$ фм при $E_p = 1$ Гэв) расстояния во внутреннем движении n - p пары.

2. Волновая функция n - p пары на малых расстояниях между нуклонами не чувствительна к влиянию остальных нуклонов ядра и при переходе от дейтрона к ядру изменяется лишь на константу за счёт изменения плотности. Таким образом, по отношению к данному процессу ядро может рассматриваться как бесструктурная капля ядерной материи.

3. Процесс квазиупругого выбивания дейтронов сильно подавлен неупругими взаимодействиями, учёт которых может быть произведен в рамках теории многократного рассеяния.

Результатом развитого здесь подхода явилось выражение (3) для $\tilde{m} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{p,pd} / \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_d$. Согласно (3), произведен расчёт величины \tilde{m} для трех ядер. Результаты расчёта, а также их сравнение с экспериментальными данными приведены в таблице 2 и на рисунках 1, 2 и 3.

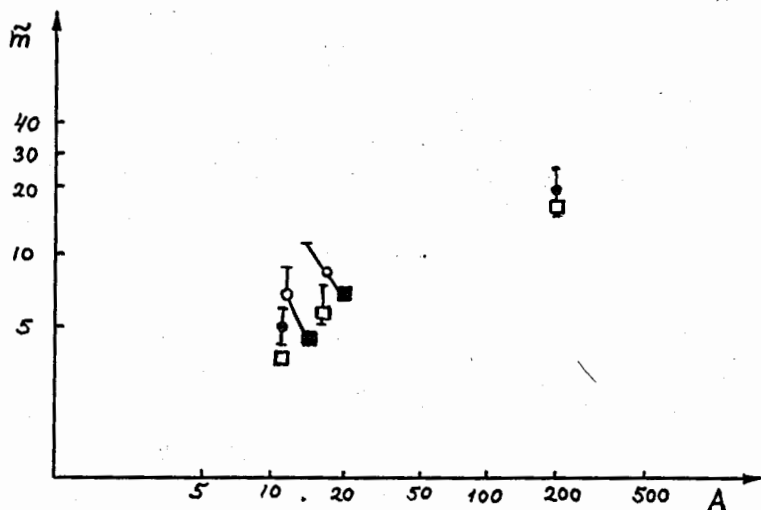


Рис. 1. Зависимость выхода дейтронов в реакции (p,pd) от массового числа ядра-мишени. Даны результаты эксперимента^{11,13/} и теоретических оценок (квадратики ■ - $E_p = 675$ Мэв; □ - $E_p = 1$ Гэв).

Проверена устойчивость результатов к изменению величины сечения нуклон-нуклонного рассеяния, известной с ограниченной точностью. Изменение σ в ту и другую сторону на 5% изменяет \bar{m} на 10%.

Сравнение \bar{m} и $m_{\text{эксп}}$ (см. таблицу 2 и рис. 1) свидетельствует о том, что простейшего предположения о ядре как о бесструктурной капле ядерной материи оказалось вполне достаточно для удовлетворительного описания реакции квазиупругого выбивания дейтронов в пределах точности эксперимента. Отсутствует необходимость введения каких-либо корреляций и даже оболочечной структуры.

В изложенном подходе простое объяснение получает отмеченная Палевским зависимость $\bar{m} \approx A^{1/3}$ (см. рис. 1). На рис. 2 и 3 представлена зависимость $\frac{\partial \bar{m}}{\partial b}$ от величины прицельного параметра b для ядер ^{12}C , ^{16}O и ^{208}Pb . Интенсивное поглощение протона и дейтрона ядром приводит к формированию области на периферии ядра в виде кольца, которая дает максимальный вклад в процесс. Этим и обусловлена указанная в [11] зависимость. При этом нет необходимости вводить какие-либо предположения о квазидейтронной кластеризации на периферии. Объясняется и зависимость величины \bar{m} от энергии (см. таблицу 2).

До сих пор мы считали, что налетающий протон взаимодействует с $n-p$ парой ядра. Поскольку в имеющихся экспериментах нуклон отдачи не фиксировался, тот же эффект может дать взаимодействие с $n-n$ парой ядра, если работает механизм подхвата. Однако не все $n-n$ пары могут давать вклад в процесс. Два нейтрона с параллельными спинами не могут находиться на малых относительных расстояниях из-за принципа Паули. Вес же состояния пары с фиксированными координатами и параллельными спинами равен 3/4. Всего в ядре ^{16}O 28 $n-n$ пар. Из них лишь 7 могут давать вклад в выбивание. Таким образом, величина \bar{m} для кислорода при учёте возможного подхвата $n-n$ пар изменится лишь на 11%. Для углерода и свинца - на 9 и 16% соответственно. Эти возможные изменения по порядку величины совпадают с погрешностями эксперимента.

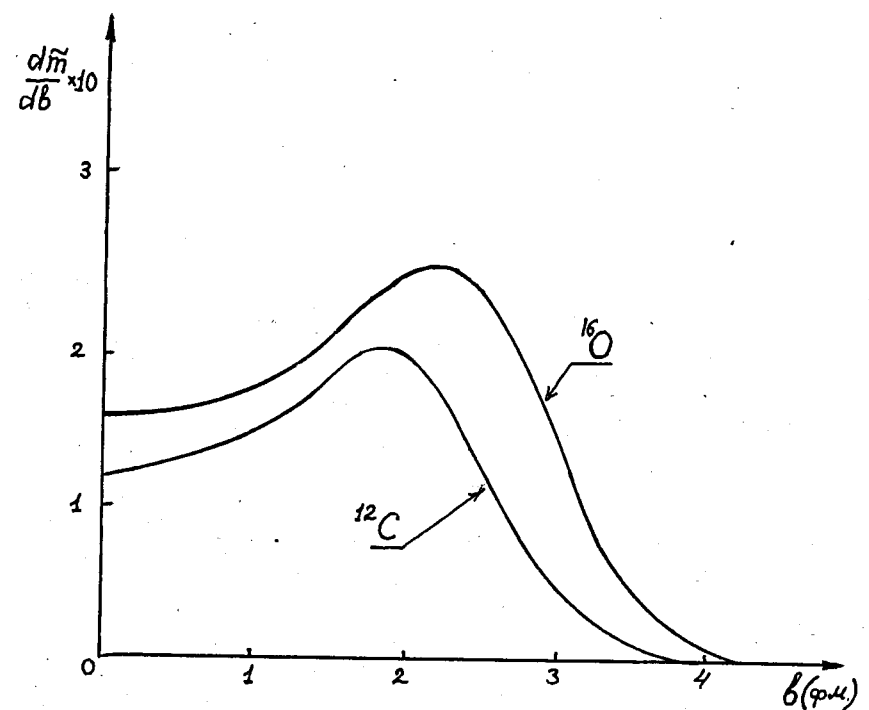


Рис. 2. Зависимость выхода дейтронов в реакции (p, pd) на ядрах ^{12}C и ^{16}O от прицельного параметра "b" $E_p = 1$ Гэв.

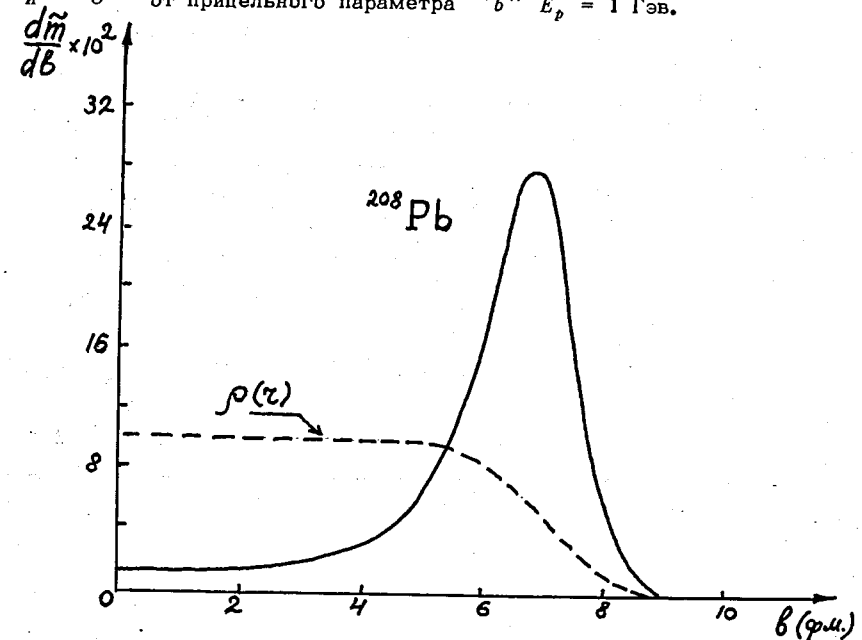


Рис. 3. Зависимость выхода дейтронов в реакции (p, pd) на ядре ^{208}Pb от прицельного параметра "b" (сплошная кривая). $E_p = 1$ Гэв. Пунктиром обозначено поведение плотности.

Таблица I

	^{12}C	^{16}O	^{208}Pb
m	57,5	71,0	1060
$m_{\text{эксн.}}$	$5,0 \pm 0,5$	$6,9 \pm 1,0$	$19 \pm 2,5$

Таблица 2

Ядро-мишень	\tilde{m}			
	$E_p = 675 \text{ МэВ}$		$E_p = 1 \text{ ГэВ}$	
	\tilde{m}	$m_{\text{эксн.}} [11]$	\tilde{m}	$m_{\text{эксн.}} [13]$
^{12}C	4,1	$7 \pm 2,5$	3,7	$5 \pm 0,5$
^{16}O	7,6	$8 \pm 2,5$	6,8	$6,9 \pm 1,0$
^{208}Pb	-	-	17,5	$19 \pm 2,5$

Мы не учитывали также зависимость сечения выбивания от полного спина $n-p$ пары. Если предположить крайний случай, то есть $n-p$ пары с полным спином, равным нулю, не дают вклада в процесс (а их статистический вес при фиксированных координатах равен $1/4$), то величина \tilde{m} может измениться не более, чем на 25%.

Возможно, что будущие эксперименты, включающие достаточно точное измерение характеристик всех продуктов реакции, в том числе и энергии возбуждения остаточного ядра, потребуют более детальной картины и послужат инструментом извлечения новой информации о ядерной структуре. Однако имеющийся экспериментальный материал не противоречит простейшим представлениям о ядре.

Основное предположение о неизменности двухнуклонного взаимодействия на малых расстояниях при переходе от дейтрона к паре ядра, положенное в основу рассмотрения, подтверждается результатами применения развитого здесь единого подхода к описанию реакции на ядрах, имеющих заведомо различную структуру.

Представляет интерес применить изложенные здесь соображения и к реакциям иного типа (например, (p, π^+d)).

Авторы признательны Д.А. Киржницу за интересное обсуждение затронутых в работе вопросов.

Литература

1. Д.И. Блохинцев. ЖЭТФ, 33, 1295 (1957).
2. I.S.Shapiro. Nucl.Phys., 28, 244 (1961).
3. V.V.Balashov, V.I.Markov. Nucl.Phys., A163, 465 (1971).
4. Д.И. Блохинцев, К.А. Токтаров. Препринт ОИЯИ Р4-4018, Дубна, 1968.
5. R.D.Amado. Phys.Rev.Lett., 2, 399 (1959).
6. A.K.Kerman, L.S.Kisslinger. Phys.Rev., 180, 1483 (1961).
7. R.Serber. Phys.Rev., 72, 1008 (1947).
8. L.Bertocchi, A.Copella. Nuovo Cim., 51, 369 (1967).
9. N.L.Cragie, C.Wilkin. Nucl.Phys., B14 (1969).

10. В.М. Колыбасов, Н.Я. Смородинская. IV Международная конференция по физике высоких энергий и структуре ядра. Аннотации докладов. Дубна, 1971.
11. R.J.Sutter, J.L.Friedes, H.Palevsky, G.W.Bennet, G.I.Igo, W.D.Simpson, G.C.Phillips, D.M.Corley, N.S.Wall, R.L.Stearns. Phys.Rev.Lett., 19, 1189 (1967).
12. Р. Вильсон. Нуклон-нуклонные взаимодействия. Изд. МИР, Москва, 1965.
13. Л.С. Ажгирей, И.К. Взоров, В.П. Зрелов, М.Г. Мешеряков, Б.С. Нега-нов, А.Ф. Шабудин. ЖЭТФ, 33, 1185 (1957).

Рукопись поступила в издательский отдел
23 февраля 1972 года.