

ВЛИЯНИЕ ПОГЛОЩАЮЩЕГО ПОДСЛОЯ НА ПОЛЯРИЗУЮЩУЮ СПОСОБНОСТЬ МАГНИТНЫХ НЕЙТРОННЫХ ЗЕРКАЛ

Е.Б.Докукин, Д.А.Корнеев, В.Лебнер, В.В.Пасюк,
А.В.Петренко, Х.Ржаны

Впервые экспериментально исследована спектральная зависимость длины рассеяния гадолиния и его сплава с титаном в тепловой области энергий нейтронов. Обнаруженное непостоянство длины рассеяния Gd и, как следствие, невозможность ее компенсации в широком интервале длин волн нейтронов позволили объяснить наблюдающееся сильное падение поляризующих свойств ферромагнитных зеркальных нейтронных волноводов в длинноволновой части спектра. Обсуждается возможность создания нового поглощающего сплава для поляризующих нейтронных волноводов с существенно меньшей отражающей способностью в области длин волн нейтронов от 1 до 10 Å.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Influence of an Absorbing Sublayer on Polarizing Property of Magnetic Neutron Mirrors

E.B.Dokukin et al.

Spectral dependence of the scattering length of natural Gd and GdTi alloy has been determined for the first time for the thermal neutron energy range. The scattering length of Gd was found to be unstable and consequently its compensation in a wide interval of neutron wave-length was impossible. This is the reason of the strong decreasing of the polarizing properties of neutron guides with ferromagnetic mirrors. The possibility is discussed of producing a new absorbing sublayer for polarizing neutron guides with an important decrease of reflection in the neutron wave-length range from 1 to 10 Å.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

ВВЕДЕНИЕ

Одним из способов получения пучков тепловых нейтронов, поляризованных в широком интервале длин волн, является метод зеркального отражения от поверхности намагниченного ферромаг-

нитного зеркала. Суть метода состоит в пространственном разделении неполяризованного пучка на два — с противоположными поляризациями. Один из пучков при этом является отраженным, второй — прошедшим. Распространение получили поляризующие зеркала в виде тонких ферромагнитных пленок, напыленных на полированные стеклянные пластины. Однако достижению высоких поляризующих свойств таких зеркал мешает сильное отражение прошедшего пучка от границы ферромагнитной пленки со стеклом. Авторам работы ^{/1/} удалось в значительной степени преодолеть эту трудность применением слабоотражающего подслоя из сильного поглотителя нейтронов сплава Gd Ti и обеспечить тем самым высокую (95-97%) поляризующую способность FeCo пленки в среднем по тепловому спектру нейтронов. Однако измерения спектральной зависимости поляризующей способности систем на основе таких зеркал показали ^{/1, 2/}, что наблюдается значительное падение поляризации отраженного пучка с увеличением длины волны нейтронов. В качестве иллюстрации к сказанному на рис. 1, взятом из работы ^{/2/}, показана спектральная зависимость поляризующей способности зеркального поляризующего нейтронновода ^{/3/}, изготовленного из FeCo зеркал с GdTi подслоем.

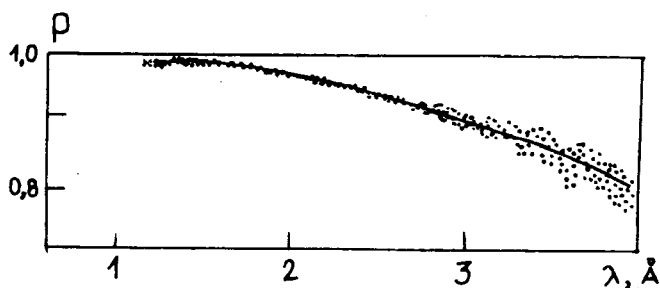


Рис. 1. Спектральная зависимость поляризующей способности зеркального поляризующего нейтронновода, изготовленного из FeCo зеркал с Gd Ti подслоем (взято из работы ^{/2/}).

Практика использования таких зеркал в составе поляризующих нейтроннопроводов на времяпролетном спектрометре поляризованных нейтронов реактора ИБР-2 ОИЯИ диктует необходимость значительного улучшения их поляризующей способности в длинноволновой части спектра ($\lambda > 4 \text{ \AA}$). С этой целью нами была изучена спектральная зависимость коэффициента отражения тепловых нейтронов от поверхностей Gd и Gd Ti сплава, напыленных на стеклянные подложки. Результаты измерений показы-

вают, что для достижения высокой поляризующей способности в длинноволновой части спектра следует создавать поглощающий подслои, обладающий существенно меньшей отражающей способностью нейтронов по сравнению со сплавами GdTi.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ КОЭФФИЦИЕНТА ЗЕРКАЛЬНОГО ОТРАЖЕНИЯ НЕЙТРОНОВ ОТ СИЛЬНЫХ ПОГЛОТИТЕЛЕЙ

Принято описывать среду эффективным потенциалом нейтронно-ядерного взаимодействия U , связанным с длинами ядерного рассеяния компонентов среды b_i , числами ядер отдельных компонентов в единице объема N_i , полным числом ядер в единице объема N следующим образом:

$$U = 4\pi \frac{\hbar^2}{2m} N \sum_i n_i b_i \quad (n_i = \frac{N_i}{N}), \quad (1)$$

где m — масса нейтрона. Тогда задача об отражении нейтрона сводится к одномерной квантовомеханической задаче отражения плоской волны от границы потенциального барьера высотой U . Коэффициент отражения (для простоты пока будем считать, что среда полубесконечная) $R_\infty(k_\perp)$, записывается как

$$R_\infty(k_\perp) = \frac{|k_\perp - k'_\perp|^2}{|k_\perp + k'_\perp|^2}, \quad (2)$$

где k_\perp — нормальный к поверхности среды компонент волнового вектора нейтрона в вакууме, k'_\perp — тот же компонент в среде, связанный с k_\perp и U соотношением

$$k'_\perp = k_\perp \sqrt{1 - \frac{2m}{\hbar^2} \frac{U}{k_\perp^2}}. \quad (3)$$

Для сплава, состоящего из двух компонентов, один из которых (для определенности второй) является сильным поглотителем, следует учесть мнимую часть длины рассеяния второго компонента, то есть будем считать, что

$$b_2 = b'_2 - i b''_2, \quad (4)$$

где $b''_2 > 0$. Тогда (2) с учетом (1) и (3) запишется следующим образом:

$$R_{\infty}(k_{\perp}) = \frac{|1 - \sqrt{1 - \frac{4\pi}{k_{\perp}^2} N(\bar{b} - i\bar{b}_2'')}|^2}{|1 + \sqrt{1 - \frac{4\pi}{k_{\perp}^2} N(\bar{b} - i\bar{b}_2'')}|^2}, \quad (5)$$

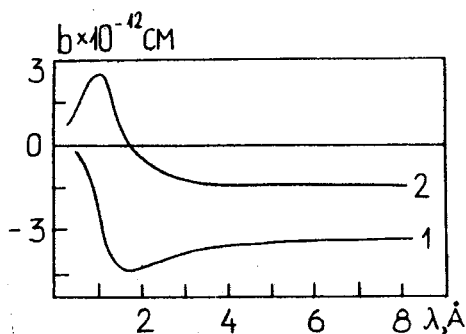
где $\bar{b}_2 = n_1 b_1 + n_2 b_2'$; $\bar{b}_2'' = n_2 b_2''$. Из (5) следует, что требование $R_{\infty}(k_{\perp}) = 0$ для всех k_{\perp} противоречиво в смысле поставленной задачи, так как реализуется только при: 1) $\bar{b} = 0$ и 2) $\bar{b}_2'' = 0$. Но эти условия означают отсутствие поглотителя как такового. Поэтому при подборе слабоотражающего подслоя стараются удовлетворить только первому из приведенных условий, а именно $\bar{b} = 0$. Это достигается смешиванием компонентов, имеющих разный знак реальных частей длин рассеяния (по этим причинам используют именно Ti , у которого $b = -0,33 \times 10^{-12}$ см). Заметим, что уже из вида $R_{\infty}(k_{\perp})$ для полубесконечного потенциала ясно, что при $\bar{b}_2'' \neq 0$ условие $R_{\infty}(k_{\perp}) = 0$ при любых k_{\perp} невозможно. Таким образом, поиск сплава с наименьшим значением $R(k_{\perp})$ на первом этапе сводится к теоретическому решению задачи на минимизацию коэффициента отражения $R_a(k_{\perp})$ в ограниченном интервале k_{\perp} от поглощающего барьера конечной толщины a с учетом эффективного потенциала стеклянной подложки.

Проанализируем подробнее специфику поведения длины рассеяния Gd в тепловой области энергий нейтронов. Изотопы Gd^{155} и Gd^{157} , входящие в состав естественной изотоп-смеси (14,8% и 15,7% соответственно), имеют сильные резонансы в сечении поглощения при $\lambda_R^{(155)} = 2,25 \text{ \AA}$ и $\lambda_R^{(157)} = 1,7 \text{ \AA}$, то есть непосредственно в области максимума теплового спектра нейтронов. Это, в свою очередь, приводит к сильной спектральной зависимости их длин рассеяния, вплоть до изменения знака реальных частей длины рассеяния в области резонанса. В этом случае очевидно, что условия $\bar{b} = 0$ всюду в тепловой области энергий нейтронов смешиванием Gd с Ti или другим элементом, имеющим постоянную отрицательную длину рассеяния, достичь невозможно. Энергетическая зависимость длины рассеяния в области одиночного резонанса записывается по формуле Брейта — Вигнера^{4/} в следующем виде:

$$b = b_0 + \frac{1}{2k} \frac{g \Gamma_n (E - E_R)}{(E - E_R)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} - i \frac{1}{2k} \frac{g \Gamma_n \frac{\Gamma}{2}}{(E - E_R)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}, \quad (6)$$

где E — энергия нейтрона ($E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$, k — волновой вектор нейтрона), E_R — энергия резонанса, Γ — полная ширина резонанса, Γ_n — нейтронная ширина резонанса, g — статистический весовой фактор; величина b_0 не зависит от энергии и определяется суммой вкладов в длину рассеяния от всех далеко лежащих резонансов

Рис. 2. Спектральные зависимости реальной (2) и мнимой (1) резонансных частей длины рассеяния для смеси Gd¹⁵⁵ (50%) Gd¹⁵⁷ (50%).



и от потенциального рассеяния. На рис. 2 показаны спектральные зависимости реальной (кривая 2) и мнимой (кривая 1) частей длины рассеяния смеси изотопов Gd¹⁵⁵ (50%) Gd¹⁵⁷ (50%), рассчитанные с использованием только резонансной части формулы (6). Параметры резонансов изотопов Gd¹⁵⁵ и Gd¹⁵⁷ брались из [5]. Кривая 2 подтверждает сложный характер поведения длины рассеяния в тепловой области энергий нейтронов и, как следствие, невозможность компенсации реальной части длины рассеяния Gd в широком интервале длин волн нейтронов ($\lambda > 0,5 \text{ \AA}$).

Для интерпретации экспериментально полученных значений коэффициента отражения мы использовали формулу для $R_a(k_{\perp})$, полученную для поглощающего слоя конечной толщины a , нанесенного на полубесконечную подложку:

$$R_a(k_{\perp}) = \frac{|(k_{\perp} - k_{1\perp})[(k_{1\perp} + k_{2\perp})e^{-ik_{1\perp}a} + (k_{1\perp} - k_{2\perp})e^{ik_{2\perp}a}] + 2k_{1\perp}(k_{1\perp} - k_{2\perp})e^{ik_{1\perp}a}|^2}{|(k_{\perp} - k_{1\perp})[(k_{1\perp} + k_{2\perp})e^{-ik_{1\perp}a} + (k_{1\perp} - k_{2\perp})e^{ik_{2\perp}a}] - 2k_{1\perp}(k_{1\perp} - k_{2\perp})e^{ik_{1\perp}a}|^2} \quad (7)$$

где $k_{1\perp}$, $k_{2\perp}$ — нормальные компоненты волнового вектора нейтрона в слое и подложке соответственно, связанные с нормальным компонентом k_{\perp} падающего нейтрона, потенциалами слоя U и подложки V следующим образом:

$$k_{1\perp} = k_{\perp} \sqrt{1 - \frac{2m}{\hbar^2} \frac{U}{k_{\perp}^2}}, \quad (8)$$

$$k_{2\perp} = k_{\perp} \sqrt{1 - \frac{2m}{\hbar^2} \frac{V}{k_{\perp}^2}},$$

Потенциалы U и V определялись по формуле (1). При расчете потенциала U поглощающего подслоя учитывались концентрации компонентов сплава n_i , в том числе Gd¹⁵⁵ и Gd¹⁵⁷, для которых длины рассеяния рассчитывались по формуле (6).

Отметим важную особенность функции $R_a(k_{\perp})$ для рассматриваемого случая. Так как в определение k_{\perp} входит величина U , зависящая, в свою очередь, от энергии падающих нейтронов (см. формулы (1) и (6)), то из этого следует, что $R_a(k_{\perp})$ является функцией не только нормального компонента волнового вектора k_{\perp} , но и его модуля k . В большинстве случаев, при $\bar{b} = \text{const}(E)$, R является функцией только k_{\perp} ($k_{\perp} = k \cdot \sin \phi$, где ϕ — угол скольжения).

2. ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Измерения коэффициента отражения выполнены на 8-м канале реактора ИБР-2 (установки СПН-1)^{6,7/}. Узкоколлимированный пучок нейтронов, падающий под малым углом ϕ на поверхность изучаемого зеркала, после отражения регистрировался детектором. Методом времени пролета измерялись спектры падающего $N_1(\lambda)$ и отраженного $N_2(\lambda)$ пучков (λ — длина волны нейтрона, равная $2\pi/k$). Экспериментальное значение коэффициента отражения $R_s(\lambda)$ определялось по формуле

$$R_s(\lambda) = \frac{\tilde{N}_2(\lambda)}{\tilde{N}_1(\lambda)}, \quad (9)$$

где $\tilde{N}_1(\lambda)$ и $\tilde{N}_2(\lambda)$ — спектры, полученные из $N_1(\lambda)$ и $N_2(\lambda)$ вычитанием фона запаздывающих нейтронов. Особенности формы экспериментального спектра реактора позволяли производить корректное вычитание фона в области $\lambda \leq 5 \text{ \AA}$.

Исследованные образцы представляли собой тонкие пленки, полученные вакуумным напылением на стеклянные пластины исходных материалов: естественный Gd и Gd15 Ti85. На рис. 3 показан $R_s(\lambda)$ для Gd зеркала при угле скольжения $\phi = 4,1 \times 10^{-3}$ рад. Экспериментальные значения коэффициента отражения $R_s(\lambda)$ подгоня-

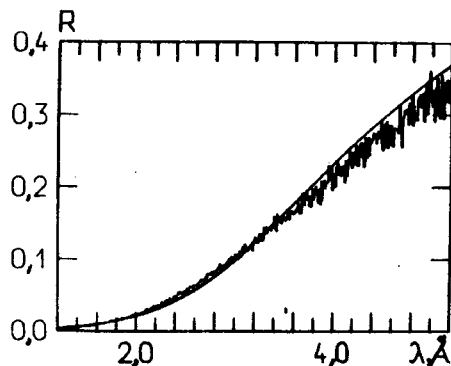


Рис. 3. Экспериментальная и теоретическая (гладкая линия) спектральные зависимости коэффициента отражения от Gd зеркала. Параметры теоретической кривой: $\phi = (4,137 \pm 0,017) \times 10^{-3}$ рад, $a = (1036 \pm 11) \text{ \AA}$, $b_0^{Gd} = (1,853 \pm 0,014) \times 10^{-12} \text{ см}$.

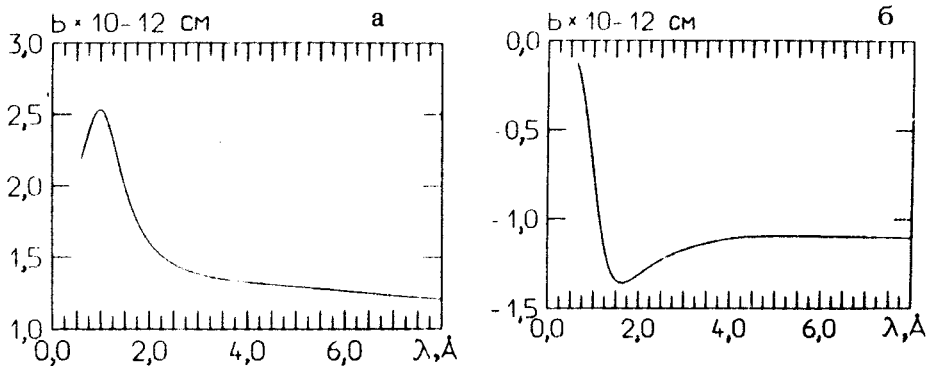
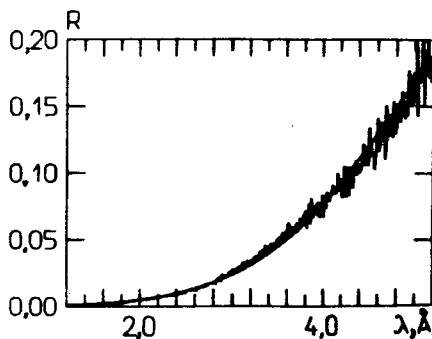


Рис. 4. Спектральные зависимости длины рассеяния естественного Gd (по результатам подгонки по формуле (7)): а) реальная часть, б) мнимая часть.

лись по методу наименьших квадратов теоретическим значением $R_s(\lambda)$, вычисляемым с помощью формул (5)-(7), с использованием равенств: $k = 2\pi/\lambda$, $k_{\perp} = k \cdot \sin \phi$. Свободными параметрами теории были угол скольжения ϕ , толщина слоя a , а также не зависящий от энергии член в длине рассеяния b_0 (см. формулу (6)). Параметры резонансов Gd^{155} , Gd^{157} , концентрации всех изотопов смеси, длина рассеяния подложки (стекло) фиксировались. Результаты подгонки показаны на рис. 3 гладкой кривой. В подписи к рисунку приведены значения параметров подгонки. На рис. 4 а,б показано поведение действительной и мнимой частей длины рассеяния образца, полученного напылением естественного Gd, построенных по формуле (6) с использованием значения величины $b_0 = 1,853 \times 10^{-12}$ см (полученного в результате подгонки).

На рис. 5 приведены значения $R_s(\lambda)$, измеренные для GdTi сплава при угле скольжения $1,6 \times 10^{-3}$ рад. С использованием полученного нами значения b_0 для естественной смеси Gd осу-

Рис. 5. Экспериментальная и теоретическая (гладкая линия) спектральные зависимости коэффициента отражения от GdTi зеркала. Параметры теоретической кривой: $\phi = (1,64 \pm 0,01) \times 10^{-3}$ рад, $a = (7640 \pm 50) \text{ \AA}$, $b_0^{Gd} = 1,853 \times 10^{-12}$ см — фиксированный параметр, $b_0^{Ti} = (-0,005 \pm 0,001) \times 10^{-12}$ см.



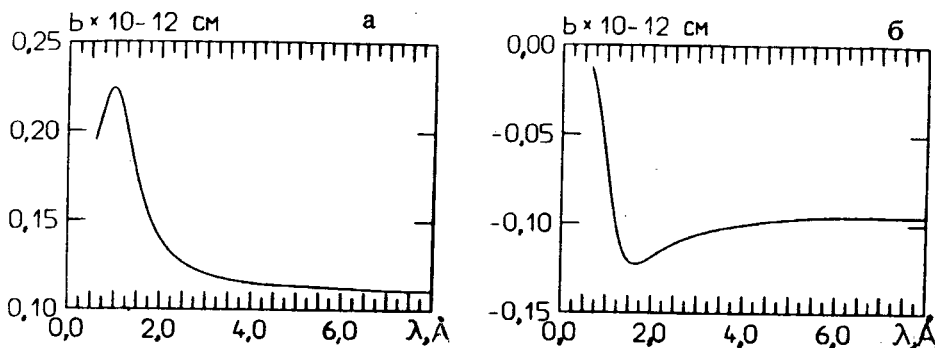


Рис. 6. Спектральные зависимости длины рассеяния GdTi сплава (по результатам подгонки по формуле (7)): а) реальная часть, б) мнимая часть.

ществлялась подгонка функции $R_p(\lambda)$ для сплава. По сравнению с Gd вводился дополнительный свободный параметр — длина рассеяния Ti. Теоретическая кривая, удовлетворительно описывающая отражение от сплава GdTi, приведена на рис. 5. На рис. 6 а, б показаны спектральные зависимости реальной и мнимой частей длины рассеяния сплава, полученные в результате подгонки экспериментальных значений $R_p(\lambda)$. В результате подгонки оказалось, что отрицательная длина рассеяния Ti сильно подавлена примесью с положительной длиной рассеяния и равна $b_0^{Ti} = -0,005 \times 10^{-12}$ см. Учитывая то обстоятельство, что Ti является исключительно сильным адсорбентом легких элементов, следует предположить, что исследованный нами образец содержал значительное количество кислорода. Такое предположение вполне оправдано тем, что образец испытывался после длительного пребывания на воздухе.

Таким образом, теоретическое описание отражающей способности поглотителей, основанное на формулах (1), (6), (8), позволяет детально описать спектральную зависимость коэффициента отражения тепловых нейтронов от поверхности сильных поглотителей. Результаты экспериментов по отражению от GdTi сплава убедительно доказывают, что наблюдаемое сильное отражение нейтронов в длинноволновой части спектра должно приводить к ухудшению поляризующих свойств любых поляризующих зеркал с GdTi подслоем.

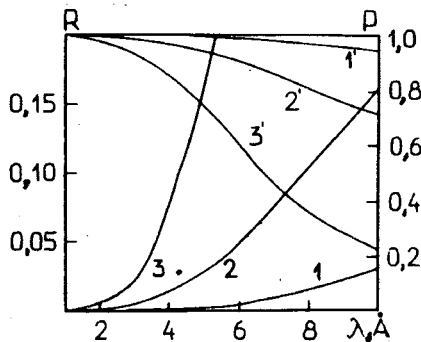
3. ОБСУЖДЕНИЕ ОТРАЖАЮЩИХ СВОЙСТВ СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ КАДМИЯ

Как указывалось выше, основное препятствие в создании слабоотражающего сплава на основе Cd возникает из-за наличия резонансов непосредственно в максимуме теплового спектра.

Этот недостаток отсутствует у кадмия, резонанс которого находится в области $\lambda = 0,36\text{\AA}$, т.е. уже за пределами теплового спектра, а поведение длины рассеяния кадмия в тепловой области длин волн $\lambda > 0,7\text{\AA}$ с хорошей точностью не зависит от длины волны нейтрона. Отсюда следует, что компенсация реальной части длины рассеяния Cd возможна практически во всем интервале длин волн тепловых нейтронов.

С использованием табличных значений длин рассеяния Cd, Ti, V на основе формулы (7) был проведен теоретический анализ спектральных зависимостей коэффициентов отражения нейтронов от тонких пленок из сплавов CdV, CdTi на стеклянной подложке.

Рис. 7. Спектральные зависимости коэффициента отражения R_n для оптимизированных сплавов: 1 — на основе Cd и V, 2 — на основе Cd и Ti, 3 — на основе Cd и Ti; 1', 2', 3' — поляризующие способности, соответствующие кривым 1, 2, 3.



На рис. 7 представлены результаты расчета $R_n(\lambda)$ (при $\phi = 1,6 \times 10^{-8}$ рад) для оптимизированных по концентрациям и толщине сплавов CdV (кривая 1), CdTi (кривая 2). Кривая 3 соответствует сплаву CdTi, исследованному экспериментально при том же угле. На этом же рисунке соответствующими кривыми сверху показаны поляризующие способности, рассчитанные для этих сплавов, с использованием функции $R_n(\lambda)$. Из проанализированных сплавов наиболее перспективным, на наш взгляд, является Cd₂₀V₈₀, толщиной $a \approx 1,5$ мкм.

В заключение авторы благодарят сотрудников группы нейтронноводной службы ЛНИ ЛИЯФ АН СССР за изготовление образцов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дрaбкин Г.М. и др. — ЖЭТФ, 1975, 69, с.1916.
2. Корнеев Д.А. и др. Сообщение ОИЯИ, P3-81-547, Дубна, 1981.
3. Дрaбкин Г.М. и др. — НИМ, 1976, 133, р.453; ЖТФ, 1977, 47, с.203.
4. Экспериментальная ядерная физика (под ред. Сегрэ Э.), т.2. М.: ИЛ, 1955.
5. Mughabhab S.F. Neutron Cross Section. V.1, part B, Academic Press Inc, 1981.
6. Frank I.M., Pacher P. — Physica, 1983, 120B, p.307.
7. Останевич Ю.М. Сообщение ОИЯИ, P13-85-310, Дубна, 1985.

Рукопись поступила 18 мая 1987 года.