

# МАГНИТНЫЙ ШУМ КАК ПРИЧИНА СПОНТАННОГО ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ ПОСТОЯННЫХ МАГНИТОВ RE-TM-B

А. И. Дмитриев<sup>a\*</sup>, А. Д. Таланцев<sup>a\*\*</sup>, Е. И. Кунцына<sup>a</sup>, Р. Б. Моргунов<sup>a,b</sup>,  
В. П. Пискорский<sup>b</sup>, О. Г. Оспенникова<sup>b</sup>, Е. Н. Каблов<sup>b</sup>

<sup>a</sup> Институт проблем химической физики Российской академии наук  
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия

<sup>b</sup> Всероссийский научно-исследовательский институт авиационных материалов  
105005, Москва, Россия

Поступила в редакцию 4 декабря 2015 г.

Установлена взаимосвязь между макроскопическим спонтанным перемагничиванием (магнитной вязкостью) сплавов (NdDySm)(FeCo)B и спектральными характеристиками магнитного шума, обусловленного случайными микроскопическими процессами термоактивационного движения доменных стенок в потенциальном ландшафте с равномерным распределением высот потенциальных барьеров.

DOI: 10.7868/S0044451016080150

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Физика магнитных шумов остается интригующей фундаментальной областью науки со многими нерешенными проблемами. К ней, в первую очередь, относятся магнитные шумы, связанные с эффектом Баркгаузена [1]. Другим проявлением магнитных шумов является логарифмическая зависимость кинетики медленной релаксации намагниченности (магнитной вязкости) в спиновых стеклах [2]. Логарифмическая временная зависимость намагниченности была получена феноменологически для ферромагнетиков в работе [3]. Позже она подтвердилась экспериментально на примере постоянных магнитов типа RE-TM-B (RE — редкоземельные элементы, TM — переходные элементы, B — атомы бора) [4, 5]. Общее представление о логарифмической кинетике релаксации намагниченности как следствие широкого распределения  $F(E)$  энергетических барьеров развито в работе [6]. В работе [7] этот же подход применяется для объяснения логарифмической релаксации, связанной с движением доменных стенок в ферромагнетиках. В случае термоактивационных процессов существует прямая связь между распре-

делением  $F(E)$  и распределением времен релаксации  $F(\tau)$ , которое, в свою очередь, определяет вид спектра термических флуктуаций [8–10].

Ключевой характеристикой шума является спектральная плотность  $W(f)$ , характеризующая распределение мощности случайного сигнала по частотному спектру  $f$ . Если  $W(f) = \text{const}$ , то шум называется «белым»; таковыми в широком диапазоне частот можно считать дробовой и тепловой шум. В отличие от шума, имеющего спектр  $W(f) = \text{const}$ , о происхождении фликкер-шума со спектром  $W(f) \propto 1/f$  известно мало [11]. При этом фликкер-шум является довольно общим явлением, будучи обнаруженным в самых различных физических, химических, биологических и др. системах. В частности, остается неясным, существует ли универсальная причина фликкер-шума или же в каждой системе шум со спектром  $1/f$  имеет свое специфическое происхождение. Сегодня появляются все более сложные методы регистрации электрического  $1/f$ -шума в тонких пленках, гетероструктурах и монокристаллических слоях графена [12]. При этом физика магнитных  $1/f$ -шумов остается почти нетронутой областью.

В настоящей работе исследована медленная релаксация намагниченности постоянных магнитов (NdDy)(FeCo)B, легированных Sm. Сплавы этой серии представляют собой новое четвертое поколение супермагнитов, широко используемых в тех-

\* E-mail: aid@icp.ac.ru

\*\* E-mail: artgtx32@mail.ru

нологиях прецизионных навигационных приборов и устройствах спинтроники. Эти сплавы характеризуются максимальным (близким к теоретическому) значением запасаемой магнитной энергии [13]. Несмотря на интенсивные исследования этих магнитов, вопросы о спектре магнитных флуктуаций, механизмах спонтанного размагничивания, временной стабильности и специфике термоактивационных процессов в двухподрешеточном магните остаются открытыми.

Целью работы является установление взаимосвязи между магнитной вязкостью и спектральными характеристиками термических флуктуаций в супермагнитах  $(\text{NdDy})(\text{FeCo})\text{B}$ , легированных Sm.

## 2. МЕТОДИКА

### Образцы

$(\text{Nd}_{0.62}\text{Dy}_{0.33}\text{Sm}_{0.05})_{16.2}(\text{Fe}_{0.77}\text{Co}_{0.23})_{78.1}\text{B}_{5.7}$  были получены путем спекания частиц сплава размером 500–600 мкм в высоковакуумной печи. Подробно методика их приготовления и результаты химического и фазового анализа приведены в [14, 15]. Исследование неоднородности материалов и локального химического состава фаз проводили методом микрорентгеноспектрального анализа с помощью анализатора JCMA-733. Образцы состояли из двух фаз —  $(\text{NdDySm})_2(\text{FeCo})_{14}\text{B}$  и  $(\text{NdDySm})_2(\text{FeCo})_2\text{B}$ , доли которых соответственно составляли 85% и 15%.

Для образцов, имеющих форму пластинки размерами  $0.5 \times 2 \times 4 \text{ мм}^3$ , с помощью магнитометра MPMS 5XL Quantum Design были получены временные зависимости намагниченности  $M(t)$  в магнитных полях  $H = 1\text{--}17 \text{ кЭ}$  и при температурах  $T = 120\text{--}350 \text{ К}$ . На рис. 1а представлена схема переключения внешнего магнитного поля в экспериментах по измерению зависимостей  $M(t)$ . Вначале образец намагничивался до насыщения  $M_s \approx 110 \text{ ед. СГСМ/г}$  в магнитном поле  $H = 50 \text{ кЭ}$ , превышающем поле насыщения  $H_s \approx 20 \text{ кЭ}$ . Время  $t_1$  экспозиции образца в магнитном поле составляло 300 с. В отдельных контрольных измерениях было установлено, что этого времени было достаточно для восстановления намагниченности до намагниченности насыщения. После выдержки образца в магнитном поле  $H = 50 \text{ кЭ}$  включалось поле, направленное против вектора намагниченности образца. Магнитное поле устанавливалось в режиме, при котором приближение к заданному полю происходит без превышения его значения (по overshoot).

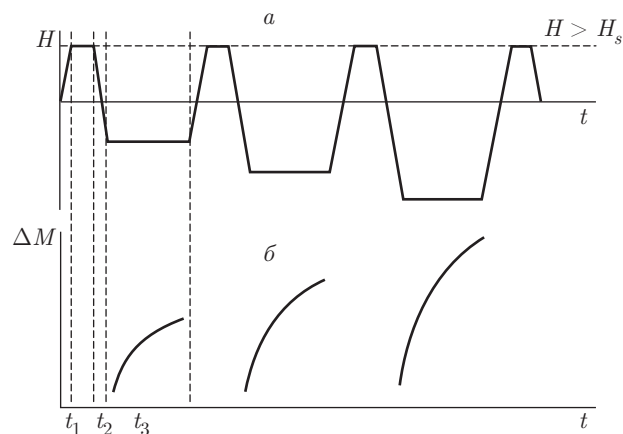
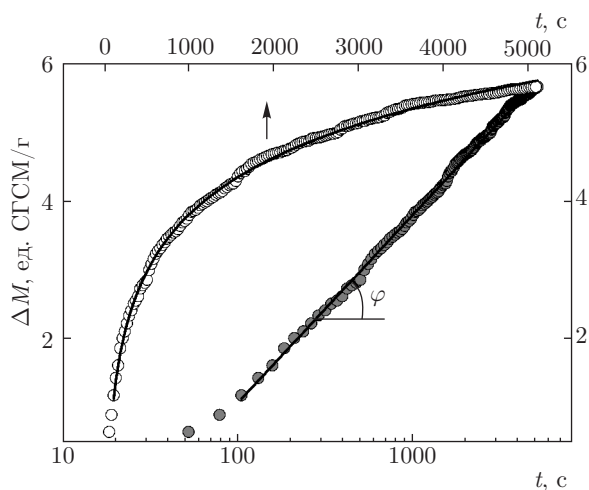


Рис. 1. а) Схема переключения внешнего магнитного поля в экспериментах по измерению временных зависимостей намагниченности. б) Схематическое изображение изменения намагниченности образца. Отмечены промежутки времени  $t_1 = 300 \text{ с}$  — длительность экспозиции образцов в магнитном поле  $H = 50 \text{ кЭ}$  (превышающем поле насыщения  $H_s$ );  $t_2 = 100 \text{ с}$  — время развертки поля;  $t_3 = 5200 \text{ с}$  — длительность измерения временных зависимостей намагниченности образца

Длительность развертки поля составляла  $t_2 = 100 \text{ с}$ . После установки отрицательного магнитного поля происходила запись временной зависимости намагниченности образца. Длительность  $t_3$  измерения зависимостей  $M(t)$  составляла 5200 с. На рис. 1б показано схематическое изображение релаксации магнитного момента образца. Статические магнитные свойства в виде температурных и полевых зависимостей намагниченности этих образцов подробно обсуждались ранее в работах [16–18]. Температура Кюри образцов составляет примерно  $300 \text{ °C}$ . Коэрцитивная сила  $H_c \approx 8 \text{ кЭ}$  при температуре  $300 \text{ К}$ .

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2 показана зависимость  $\Delta M(t)$  при температуре  $T = 300 \text{ К}$  в магнитном поле  $H = 10 \text{ кЭ}$ , направленном против вектора намагниченности образца, в линейной и логарифмической временных шкалах. Величина  $\Delta M(t)$  по истечении промежутка времени  $t_3 = 5200 \text{ с}$  достигала 6 ед. СГСМ/г, что составляло около 5% от величины намагниченности насыщения  $M_s$ . В магнитных полях  $H < H_c$  знак средней намагниченности оставался положительным. В противном случае, когда магнитное поле превышало значение коэрцитивной силы образ-



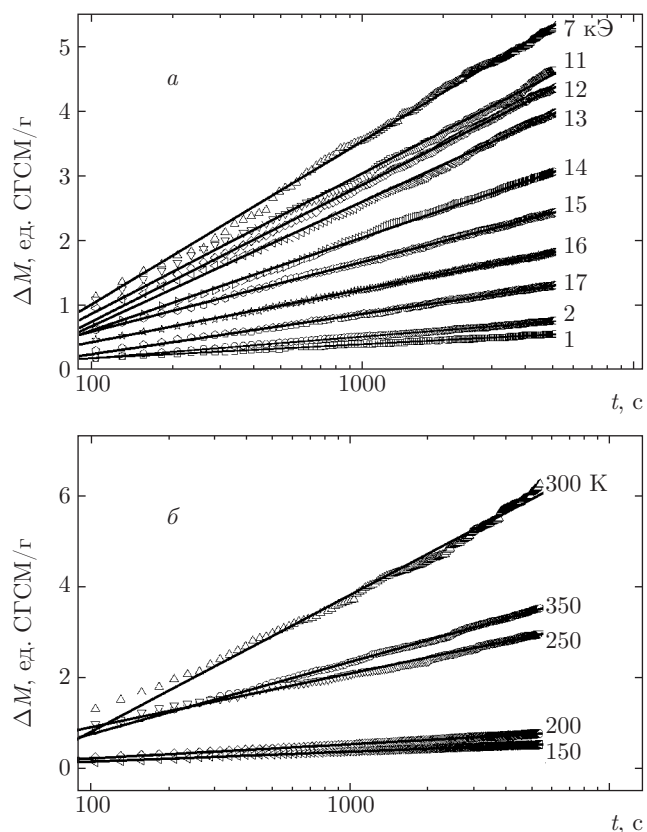
**Рис. 2.** Временная зависимость изменения магнитного момента  $\Delta M$  при температуре  $T = 300$  К в магнитном поле  $H = 10$  кЭ, направленном против вектора магнитного момента образца (светлые символы). Темными символами показана та же зависимость в полулогарифмических координатах. Сплошные линии — аппроксимации. Тангенс угла наклона зависимости  $\Delta M(t)$  в полулогарифмических координатах соответствует магнитной вязкости  $S = \text{tg } \varphi$

ца,  $H > H_c$ , величина  $M$  принимала отрицательные значения. Вид временной зависимости изменения намагниченности образца зависел от временного интервала. Сразу после переключения магнитного поля зависимость  $\Delta M(t)$  была близка к линейной в промежутке времени до 100 с, по истечении которого величина  $\Delta M$  изменялась по закону

$$\Delta M = M_0 - M(t) \propto S \ln t, \quad (1)$$

где  $M_0$  — начальное значение магнитного момента при записи временной зависимости. Это значение намагниченности, до которого образец успел размагнититься за время установки отрицательного поля до начала измерений. Из рис. 2 видно, что в полулогарифмических координатах зависимость  $\Delta M(t)$  спрямляется. Сплошными линиями показаны аппроксимации выражением (1). Тангенс угла наклона зависимости  $\Delta M(t)$  в полулогарифмических координатах (см. рис. 2), соответствует магнитной вязкости  $S = dM/d(\ln t)$ . Далее при обсуждении магнитной вязкости образца будем рассматривать только тот временной интервал, в котором зависимость  $\Delta M(t)$  спрямлялась в полулогарифмических координатах.

На рис. 3а показаны зависимости  $\Delta M(t)$  в различных магнитных полях при температуре  $T = 300$  К и их аппроксимации функцией (1). Вид-



**Рис. 3.** Временные зависимости изменения магнитного момента  $\Delta M(t)$  в полулогарифмических координатах при температуре  $T = 300$  К в различных магнитных полях (а) и в магнитном поле  $H = 9$  кЭ при различных температурах (б). Сплошные линии — аппроксимации

но, что угол наклона прямых, а значит, и магнитная вязкость  $S$ , являются немонотонными функциями напряженности магнитного поля с максимумом вблизи напряженности магнитного поля, равной коэрцитивной силе образца  $H_c = 8$  кЭ при  $T = 300$  К.

На рис. 3б показаны зависимости  $\Delta M(t)$  при различных температурах в магнитном поле  $H = 9$  кЭ и их аппроксимации функцией (1). Видно, что угол наклона прямых, а значит, и магнитная вязкость  $S$ , являются немонотонными функциями температуры.

## 4. ОБСУЖДЕНИЕ

### 4.1. Временные зависимости намагниченности. Магнитная вязкость

В простейшем случае, когда релаксационный процесс характеризуется единственным значением

времени  $\tau$ , временная зависимость намагниченности  $M(t)$  описывается экспоненциальной функцией [6]:

$$M(t) = M_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right). \quad (2)$$

В более сложном случае, когда флуктуации характеризуются распределением  $F(\tau)$  времен релаксации, временная зависимость намагниченности находится интегрированием выражения (2) с плотностью распределения  $F(\tau)$  [6]:

$$M(t) = M_0 \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) F(\tau) d\tau. \quad (3)$$

Из интеграла (3) следует, что вид временной зависимости  $M(t)$  определяется распределением  $F(\tau)$  времен релаксации. Функция  $F(\tau)$  определяется распределением энергий активации случайных релаксационных процессов,  $F(E)$ . Будем считать, что имеет место равномерное распределение энергий активации в достаточно широком интервале  $E_1 \leq E \leq E_2$ , т. е.  $F(E) = 1/(E_2 - E_1)$ . Вероятность попадания флуктуации в заданный диапазон энергий  $E$  или времен  $\tau$  определяется интегралами

$$\int F(E) dE = \int F(\tau) d\tau. \quad (4)$$

В случае термоактивационного процесса среднее время ожидания флуктуации задается выражением

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{E}{k_B T}\right), \quad (5)$$

где  $k_B$  — постоянная Больцмана. Находя дифференциал функции (5),  $d\tau = \tau dE/k_B T$ , и подставляя его в выражение (4), легко установить вид функции распределения времен релаксации:

$$F(\tau) = \frac{k_B T}{\tau(E_2 - E_1)}.$$

В случае широкого распределения времен релаксации,  $\tau_1 < \tau < \tau_2$ , вместо (3) имеем выражение

$$M(t) = M_0 \frac{k_B T}{E_2 - E_1} \int_{\tau_1}^{\tau_2} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \frac{1}{\tau} d\tau, \quad (6)$$

которое с помощью замены переменной  $x = t/\tau$  сводится к модифицированной интегральной показательной функции [19]; вид последней зависит от соотношений времени измерения  $t$  и времен  $\tau_1, \tau_2$ .

Величина  $\Delta M(t)$  пропорциональна  $\ln t$  в середине временного интервала ( $\tau_1 \leq t \leq \tau_2$ ) [6]:

$$\Delta M(t) = M_0 - M(t) \propto -M_0 \frac{k_B T}{E_2 - E_1} \times (\ln \tau_2 - 0.577 - \ln t) \propto M_0 \frac{k_B T}{E_2 - E_1} \ln t. \quad (7)$$

Из сравнения формулы (7) с выражением (1), с помощью которого описывались экспериментальные зависимости  $\Delta M(t)$ , можно получить формулу для расчета магнитной вязкости  $S$ , выраженной в единицах намагниченности насыщения, в заданном магнитном поле:

$$S = \frac{k_B T}{E_2 - E_1}. \quad (8)$$

Таким образом, логарифмическая кинетика спонтанного перемагничивания постоянных магнитов (NdDy)(FeCo)B, легированных Sm, определяется суперпозицией релаксационных процессов с широким распределением времен релаксации, каждому из которых отвечает элементарный акт отрыва доменной стенки от препятствия (дефекта).

#### 4.2. Спектральная плотность термических флуктуаций. Взаимосвязь магнитной вязкости и магнитного шума

В простейшем случае, когда релаксационный процесс характеризуется единственным значением времени  $\tau$ , нормированная спектральная плотность флуктуаций описывается функцией Лоренца [9–11]

$$W(f) = \frac{2\tau}{1 + (2\pi f\tau)^2}. \quad (9)$$

В предположении, что имеет место широкое распределение времен  $F(\tau)$  (см. выше), спектральная плотность находится интегрированием выражения (9) с плотностью распределения  $F(\tau) = k_B T/\tau(E_2 - E_1)$ :

$$W(f) = \frac{k_B T}{E_2 - E_1} \int_0^{\infty} \frac{\tau}{1 + (2\pi f\tau)^2} \frac{1}{\tau} d\tau = \frac{k_B T}{2(E_2 - E_1)} \frac{1}{f}. \quad (10)$$

Выражение (10) определяет спектральную плотность фликкер-шума. Отметим, что впервые модель образования  $1/f$ -шума как суперпозиции спектров Лоренца была предложена в работах [20, 21]. С тех пор эта модель является одной из ключевых при рассмотрении фликкер-шума и рассматривается во

всех обзорах, посвященных этой проблеме [9–11]. Сравнение выражений (10) и (8) позволяет установить связь магнитной вязкости и спектральной плотности термических флуктуаций:

$$W(f) = \frac{S}{2f}. \quad (11)$$

Формула (11) является «мостиком», соединяющим макроскопические явления магнитной вязкости и микроскопические флуктуационные явления движения доменных стенок в постоянных магнитах. На рис. 4 показаны рассчитанные по формуле (11) зависимости  $W(f)$  той части спектра термических флуктуаций, которая определяет кинетику спонтанного перемагничивания образцов, изображенную на рис. 3. Огибающие кривых спектральных плотностей соответствуют зависимостям магнитной вязкости от напряженности магнитного поля (рис. 4а) или температуры (рис. 4б). Таким образом, управляя магнитной вязкостью посредством изменения температуры или напряженности магнитного поля, в наших опытах мы изменяем ширину «окна» наблюдения спектра термических флуктуаций.

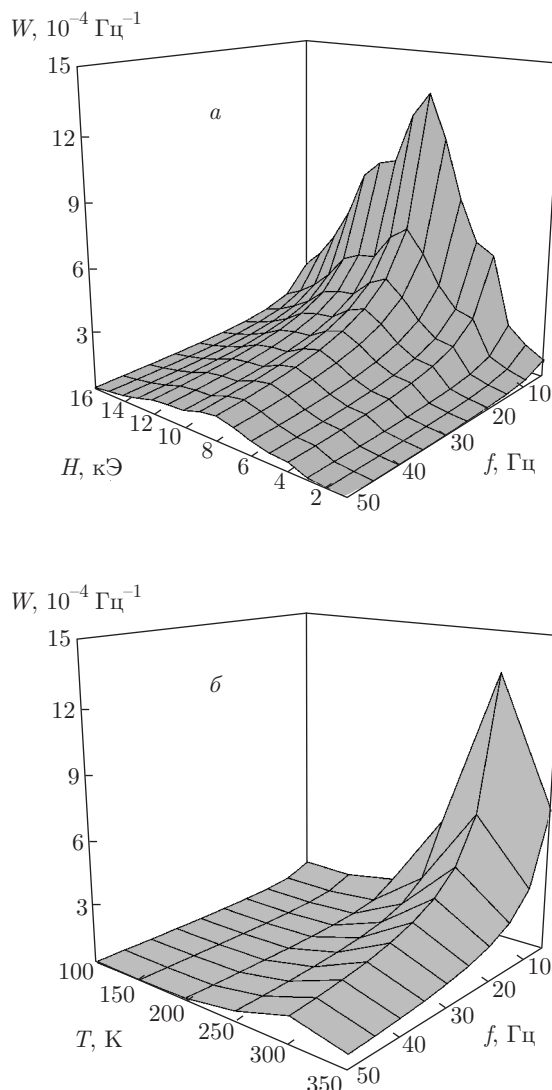
### 5. ВЫВОДЫ

Логарифмическая кинетика спонтанного перемагничивания постоянных магнитов (NdDy)(FeCo)B, легированных Sm, определяется суперпозицией термоактивационных процессов движения доменных стенок с широким распределением времен релаксации. Установлена взаимосвязь между магнитной вязкостью, отражающей кинетику релаксации намагниченности, и спектральными характеристиками термических флуктуаций, определяющими движение доменных стенок в потенциальном ландшафте ферромагнетика.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 16-07-00863 а).

### ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Н. Колачевский, *Флуктуационные явления в ферромагнитных материалах*, Наука, Москва (1985).
2. С. N. Guo, *J. Phys. F* **8**, 1309 (1978).
3. R. Street and J. C. Woolley, *Proc. Phys. Soc. A* **62**, 562 (1949).
4. L. Jinfang, P. Shuming, L. Helie et al., *J. Phys. D* **24**, 384 (1991).
5. S. J. Collocott and J. B. Dunlop, *J. Magn. Magn. Mater.* **320**, 2089 (2008).
6. С. Тикадзуми, *Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и практические приме-*



**Рис. 4.** а) Рассчитанные частотные зависимости спектральной плотности для значений магнитной вязкости в различных магнитных полях при температуре  $T = 300$  К. Огибающая кривых спектральных плотностей при фиксированной частоте соответствует зависимости магнитной вязкости от напряженности магнитного поля. б) Рассчитанные частотные зависимости спектральной плотности для значений магнитной вязкости в магнитном поле  $H = 9$  кЭ при различных температурах. Огибающая кривых спектральных плотностей при фиксированной частоте соответствует зависимости магнитной вязкости от температуры

- нения, Наука, Москва (1987).
7. P. Gaunt, J. Appl. Phys. **59**, 4129 (1986).
  8. P. Dutta and P. M. Horn, Rev. Mod. Phys. **53**, 497 (1981).
  9. Ш. М. Коган, УФН **145**, 285 (1985).
  10. Г. П. Жигальский, УФН **167**, 623 (1997).
  11. Ю. Е. Кузовлев, УФН **185**, 773 (2015).
  12. A. A. Balandin, Nature Nanotechnology **8**, 549 (2013).
  13. J. F. Herbst, Rev. Mod. Phys. **63**, 819 (1991).
  14. Е. Н. Каблов, В. П. Пискорский, Л. А. Брук, в сб. *Авиационные материалы*, под ред. Е. Н. Каблова, МИСиС-ВИАМ, Москва (2002), с. 191.
  15. В. П. Пискорский, Р. А. Валеев, Н. В. Назарова и др., Горный информ.-аналитич. бюлл. **1**, 185 (2007).
  16. E. N. Kablov, O. G. Ospennikova, D. E. Kablov et al., J. Appl. Phys. **117**, 243903 (2015).
  17. Е. Н. Каблов, О. Г. Оспенникова, В. П. Пискорский и др., ЖЭТФ **148**, 493 (2015).
  18. Е. Н. Каблов, О. Г. Оспенникова, В. П. Пискорский и др., ФНТ **42**, 60 (2016).
  19. Н. Н. Лебедев, *Специальные функции и их приложения*, Физматлит, Москва (1963).
  20. F. K. Du Pre, Phys. Rev. **78**, 615 (1950).
  21. A. Van der Ziel, Physica **16**, 359 (1950).