

ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ПРОЦЕССА ПОЛЗАНИЯ ГРАНИЦ В ТОНКИХ
МАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ ДЛЯ ПОСТРОЕНИЯ ЭЛЕМЕНТА ПАМЯТИ ЭВМ

С.К. Дементьев, В.А. Костяков, В.И. Ефремов

Известно, что при действии на тонкую магнитную пленку переменного (синусоидального или импульсного) магнитного поля H_1 вдоль оси трудного намагничивания и постоянного поля H_2 вдоль оси лёгкого намагничивания границы начинают двигаться при значениях этих полей гораздо меньших, чем значения критических полей, необходимых для смещения доменных стенок [1-4]. Этот процесс ползания границ представляет большой интерес как для физики магнитных пленок, так и для вычислительной техники, так как он позволяет создавать экономичные запоминающие устройства (ЗУ) на магнитных пленках.

Используя процесс ползания границ, можно создать элемент памяти различными способами. Один из них [5] заключается в том, что при записи вдоль легкой и трудной осей прикладываются высокочастотные синусоидальные поля, имеющие определенные фазовые соотношения. Амплитуды этих полей равны коэрцитивным силам (H_c) пленки в легком и трудном направлениях, соответственно. Неразрушающее считывание производится одним только поперечным полем (полем в трудном направлении). Считанный высокочастотный сигнал может иметь два значения фазы, различающиеся на π радиан, в зависимости от записанной информации. Время записи и время считывания составляют 30 и 25 мксек, соответственно. Некоторым недостатком этого способа является не-

обходимость использовать сравнительно большие амплитуды переменных полей (равных H_c) и обеспечить определенные фазовые соотношения между ними. Однако в работе [5] указывается, что использование однополярных импульсов вместо синусоидального поля вдоль оси трудного намагничивания снижает пороговые поля примерно в 2 раза.

В работе [6] обсуждается вопрос об использовании при записи импульсного поля, направленного вдоль оси трудного намагничивания и постоянного поля, направленного вдоль оси легкого намагничивания. Считывание в таком ЗУ импульсное и может быть как разрушающим, так и неразрушающим в зависимости от величины считывающего сигнала.

В данной статье предлагается использовать следующее построение ЗУ на основе процесса ползания границ. Магнитные пленки располагаются в виде прямоугольной матрицы так, чтобы их оси легкого намагничивания были направлены вдоль числовых шин, а оси трудного намагничивания — вдоль разрядных. При записи в нужную числовую шину подается высокочастотный ток, создающий переменное поле H_T в направлении оси трудного намагничивания, а в разрядные шины — импульсы тока, создающие поле H_L в направлении оси легкого намагничивания. Полярность этих импульсов соответствует записываемой информации. Каждое из полей H_T и H_L в отдельности не вызывает необратимых изменений магнитного состояния пленок, а совместное действие их приводит к процессу ползания границ и к перемагничиванию. При считывании числа в соответствующую числовую шину подается высокочастотный ток той же амплитуды, что и при записи. Создаваемое им поле H_T вызывает обратимые колебания намагниченности. В разрядных шинах появляется высокочастотный сигнал, фаза которого зависит от направления вектора намагниченности пленки вдоль легкой оси. При этом разрушения записанной информации не происходит, поскольку поле H_T не может вызвать необратимых изменений в пленке.

Принцип действия элемента памяти иллюстрируется на рис. 1, где штриховой линией обозначена кривая критических полей зародышеобразования, а сплошной линией — кривая пороговых полей полного перемагничивания при определенной длительности $\tau = const$ импульса постоянного поля.

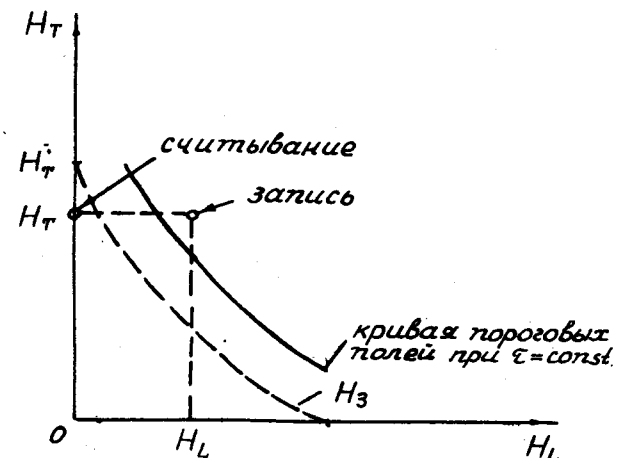


Рис. 1. Принцип действия элемента памяти.

Для построения такого ЗУ необходимо знать критическое поле H_T^0 , при котором начинаются необратимые изменения в пленке, и пороговое значение импульсного поля H_L^r , которое приводит к полному перемагничиванию пленки при данных значениях амплитуды высокочастотного поля H_T и длительности импульса постоянного поля τ .

Изучение этих вопросов проводилось на макете одного элемента ЗУ (рис. 2). Магнитная пленка помещалась в полость витка L_1 (аналог числовой шины), в котором возбуждалось магнитное высокочастотное поле. Виток L_2 (аналог разрядной шины) служил для создания постоянного магнитного поля и для контроля за процессами в магнитной пленке. Эксперименты проводились на одноосных пермалловых пленках состава 80% Ni, 20% Fe.

Ползание границ изучалось в ряде работ [2,4] с помощью магнитооптического эффекта Керра при низкой частоте переменного поля (50 гц). В настоящей работе вдоль трудной оси пленки было приложено высокочастотное (1 + 10 мкгц) поле. Контроль за перемагничиванием осуществлялся не визуально, а с помощью электрических измерений. Выбранная методика позволяла провести исследование в таких условиях, при которых пленка должна работать в ЗУ.

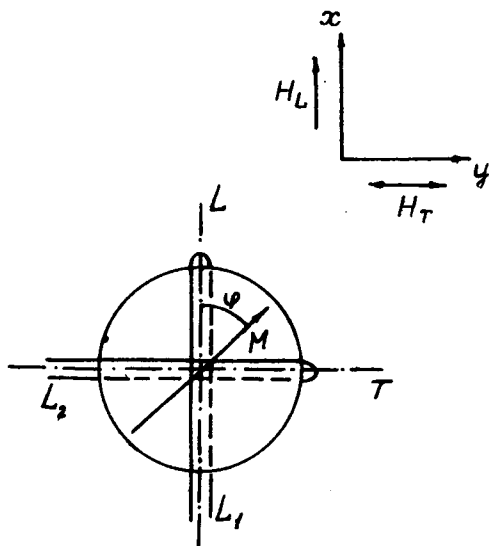


Рис 2. Принципиальная схема элемента.

Рассматриваемый процесс перемагничивания проходит две стадии: 1) образование зародышей доменов в намагниченной пленке, 2) ползание границ образованных доменов. Известно, что все пермаллоевые пленки в некотором секторе углов α между трудной осью и направлением приложенного результирующего поля являются инверсными, т.е. для них кривая критических полей зародышеобразования (некогерентного вращения) H_3 на плоскости полей H_L, H_T лежит ниже критической кривой смещения стенок H_{sw} . При квазистатическом перемагничивании кривая H_3 в этом секторе расположена выше критической кривой для когерентного вращения H_2 (астроиды) [7]. Если же вдоль трудной оси приложено переменное поле H_T , то кривая H_3 смещается в сторону меньших полей [4]. При значениях полей, лежащих внутри области, ограниченной кривой H_3 (рис. 1), намагниченная пленка не может выйти из однодоменного состояния и в ней возможны лишь обратимые процессы вращения, которые могут быть описаны аналитически уравнением Ландау-Лифшица-Гильберта [8]. Если на пленку воздействует только переменное поле малой амплитуды H_T , направленное вдоль трудной оси, то уравнение Ландау-Лифшица-

Гильберта линеаризуется и принимает вид:

$$n^2 \frac{d^2 \varphi}{d(\omega t)^2} + \lambda \frac{d\varphi}{d(\omega t)} + \varphi = h_T \sin \omega t, \quad (1)$$

где φ - угол между легкой осью и вектором намагниченности \vec{M} ;

ω - частота поля H_T ;

t - время;

$$n = \frac{\omega}{\mu_0 \gamma} \sqrt{\frac{1 + \alpha^2}{H_K M}};$$

$$\lambda = \frac{\omega \alpha}{\mu_0 \gamma H_K};$$

$$\mu_0 \gamma = 22,2 \cdot 10^6 \frac{\text{сМ}}{\text{а сек}};$$

$$\alpha = \frac{(17 \div 28) \cdot 10^6}{\omega} + 0,01;$$

H_K - коэрцитивная сила вращения;

$$h_T = \frac{H_T}{H_K};$$

H_T - амплитуда переменного поля.

В режиме вынужденных колебаний решение уравнения (1) имеет вид:

$$\varphi = \varphi_0 \sin(\omega t + \xi), \quad (2)$$

где

$$\varphi_0 = \frac{h_T}{\sqrt{(1-n^2)^2 + \lambda^2}}, \quad (3)$$

$$\xi = \arctg \frac{\lambda}{1-n^2}.$$

Напряжение (которое в дальнейшем мы будем называть выходным), наведенное в витке L_2 , без учета рассеяния равно:

$$u = -\mu_0 S \frac{dM_L}{dt}, \quad (4)$$

где S - площадь сечения пленки плоскосты витка L_2 ;

$$M_L = \pm M \cos \varphi. \quad (5)$$

Знаки "плюс" или "минус" соответствуют взаимно противоположным направлениям намагниченности пленки вдоль легкой оси. Под-

ставляя в (4) значения из (2), (3) и (5), получаем:

$$U = \pm K \frac{\omega h_T^2}{\sqrt{(1-n^2)^2 + \lambda^2}} \sin(2\omega t + 2\xi), \quad (6)$$

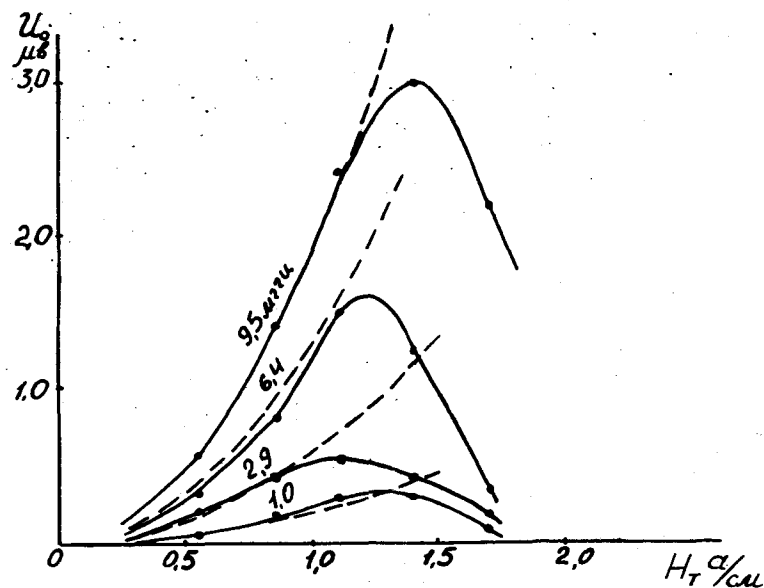
где

$$K = \frac{1}{2} \mu_0 S M.$$

Из формулы (6) видно, что при воздействии на плёнку вдоль трудной её оси переменного магнитного поля малой амплитуды на съёмном витке, расположенном также параллельно трудной оси, появляется выходное напряжение удвоенной частоты, полярность которого зависит от ориентации вектора намагниченности вдоль легкой оси. Изменение полярности выходного напряжения на обратную соответствует изменению его фазы на π радиан. Этот факт используется для неразрушающего считывания информации, записанной на магнитную плёнку.

Чтобы экспериментально изучить перемагничивание процессами ползания, необходимо было расположить трудную ось пленки точно параллельно высокочастотному полю H_T . Это достигалось следующим образом. Кассета с пленкой вращалась в плоскости пленки до тех пор, пока в спектре выходного сигнала, наблюдаемого на осциллографе, не оставалась только составляющая удвоенной частоты, в соответствии с формулой (6).

Экспериментальная зависимость амплитуды выходного напряжения от амплитуды поперечного магнитного поля показана на рис. 3. Там же штриховой линией обозначены теоретические кривые, построенные по формуле (6). Коэффициент K определялся для каждой пленки по одной экспериментальной точке: $f = 9,5$ мГц, $H_T = 0,55$ а/см. Для пленки № 626 получено $K = 6,93 \cdot 10^{-10}$ всек, а для пленки № 7386 $K = 1,91 \cdot 10^{-10}$ всек. Для расчета было принято $\alpha = \frac{25 \cdot 10^6}{\omega}$ [8]. Ход экспериментальных и теоретических кривых хорошо совпадает до некоторого значения $H_T = H_T^0$, после которого экспериментальные точки ложатся ниже теоретических. При некотором значении поля H_T , расположенном очень близко от H_T^0 , достигается максимум выходного напряжения, после чего начинается резкое убывание выходного сигнала. Точка, в которой экспериментальные результаты начинают расходиться с теоретическими, соответствует началу образования зародышей обратной намагниченности. Исследование плёнок с помощью магнитооптического эффекта Керра показало, что действительно при этом значении поля возникают домены обратной намагниченности.



а

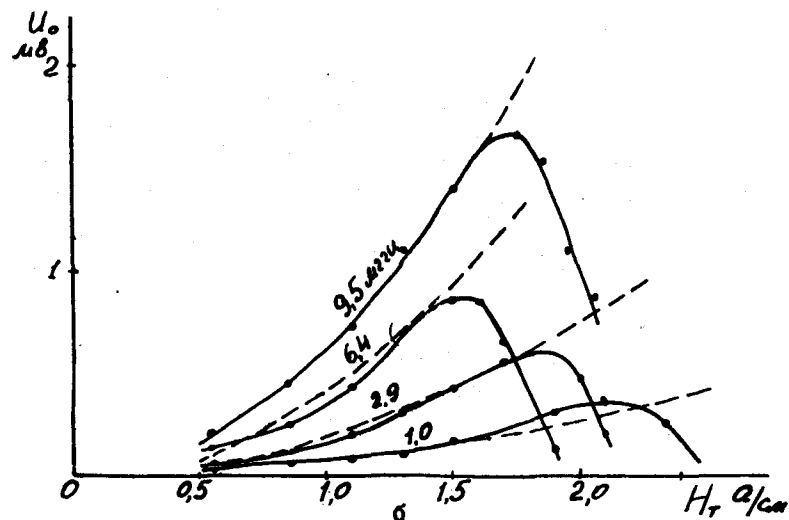


Рис. 3. Зависимость амплитуды выходного сигнала от амплитуды поперечного высокочастотного поля.

- а) Пленка № 626. $H_K = 4,4$ а/см, $H_C = 1,8$ а/см, $\Delta = 500$ Å.
 б) Пленка № 7386. $H_K = 4,15$ а/см, $H_C = 2,4$ а/см, $\Delta = 400$ Å.

Как видно из рис. 3, значение H_T^o зависит от частоты. На рис. 4 построены графики этой зависимости, которые показывают, что при некоторой частоте поле H_T^o принимает минимальное значение. Эта частота лежит в интервале от 3 до 6 мГц и несколько различается для разных пленок.

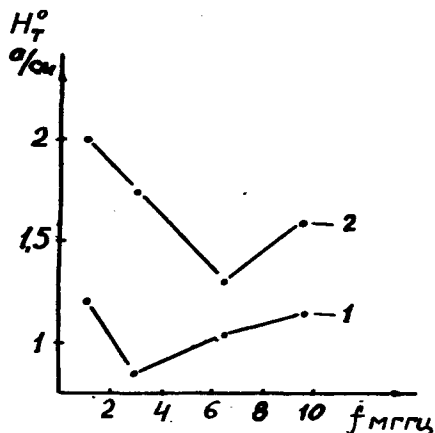


Рис. 4. Зависимость амплитуды критического поля H_T^o от частоты: 1—пленка № 626; 2—пленка № 7386.

Таким образом, для того чтобы, с одной стороны, осуществить неразрушающее считывание, а с другой — получить большие амплитуды считывания, необходимо прикладывать параллельно трудной оси пленки высокочастотное поле, амплитуда которого меньше значения H_T^o , но близка к нему. Если, кроме этого поля, приложить еще небольшое импульсное поле H_L параллельно легкой оси, то состояние пленки будет характеризоваться на диаграмме рис. 1 точкой, расположенной выше пороговой кривой полного перемагничивания. В пленке возникнут домены обратной намагниченности, стенки которых будут ползти.

В данной работе были получены не кривые равной скорости ползания, как в [4], а пороговые кривые перемагничивания на плоскости H_L, H_T при условии, что время перемагничивания постоянно. Поле H_L прикладывалось в виде импульса определенной длительности. Пороговое значение импульсного поля H_L^z при данном поле H_T зависит от длительности τ импульса. Чем длиннее импульс, тем меньше значение H_L^z . Кривые пороговых полей

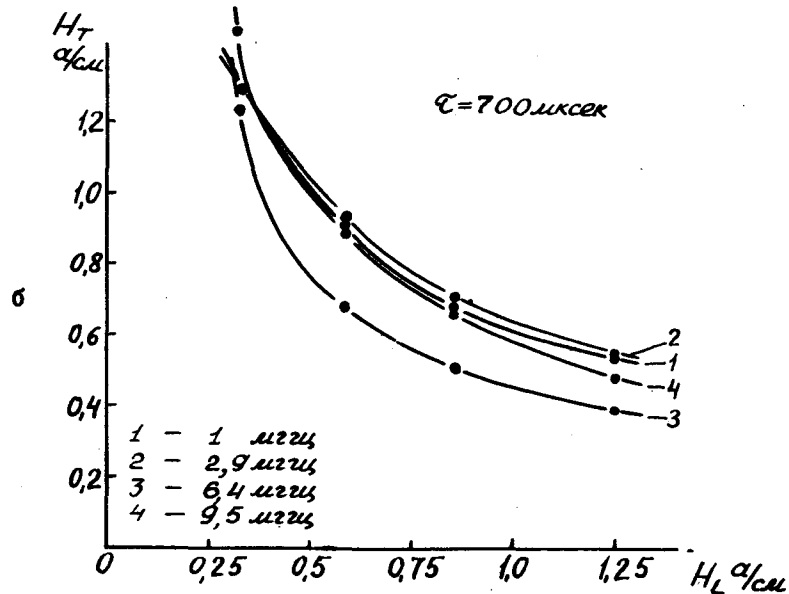
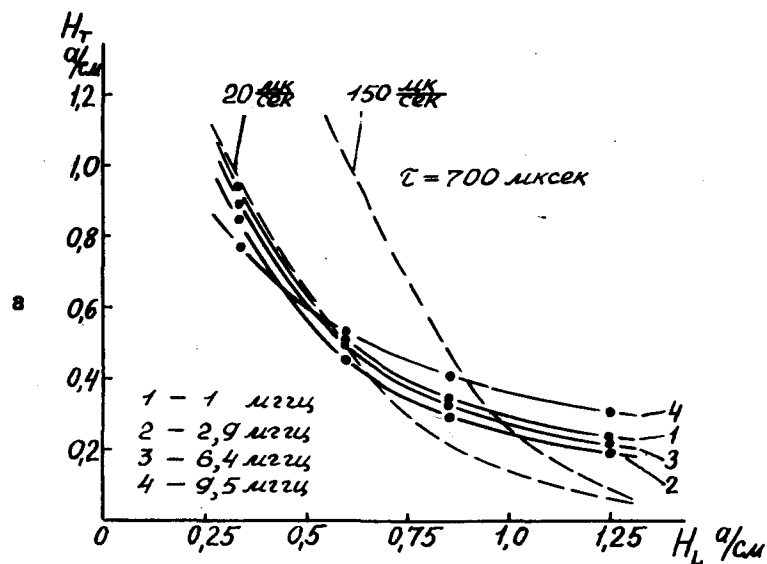


Рис. 5. Кривые пороговых полей: а) пленка № 626, б) пленка № 7386.

для $\tau = 700$ мксек приведены на рис. 5. Пороговое поле определялось следующим образом. После воздействия импульса H_L определенной величины измерялось выходное напряжение удвоенной частоты при действии одного только поля H_T той же амплитуды, что и при перемагничивании. Направление намагниченности определялось по фазе выходного напряжения. Затем пленка возвращалась в исходное положение с помощью импульса обратного направления большой величины. Такая процедура повторялась для постепенно возрастающих значений H_L . При этом выходное напряжение сначала росло, а затем при некотором значении амплитуды импульса, соответствующем H_L^c , наступало насыщение. Это, по-видимому, означало, что при данном импульсном поле пленка перемагнитилась полностью. Визуальное наблюдение с помощью эффекта Керра доменной структуры такой пленки после перемагничивания показало, что действительно она состоит из одного домена и только по краям имеются небольшие зародыши доменов обратной намагниченности, площадь которых составляет не более 1-2% общей площади пленки.

Из рис. 5 видно, что расположение кривых порогового поля зависит от частоты, причем интересным является тот факт, что самые низкие пороговые поля получаются при тех же частотах, при которых значение H_T^c было минимальным (ср. с рис. 4).

Интересно оценить скорость ползания границ в данном эксперименте. Для этого необходимо знать форму и размеры доменов, на которые разбивается пленка при переходе через критическую кривую H_3 (рис. 1). Известно [7,9], что при квазистатическом перемагничивании при достижении полем критического значения для зародышеобразования пленка разбивается на узкие полосовые домены, несколько наклоненные к направлению легкой оси. То же самое наблюдается, когда к пленке в трудном направлении прикладываются радиочастотные импульсы убывающей амплитуды [10]. Измерения, проведенные в [7] с помощью методики Биттера-Акулова, дали для ширины этих доменов значение 20 мк. В работе [11] с помощью ферромагнитного резонанса была измерена ширина полосовых доменов, получающихся в результате воздействия магнитного поля на намагниченную пленку вдоль трудной её оси и последующего снятия этого поля. Получены значения 30-50 мк. Если принять для ширины доменов в начальный момент процесса сползания значение 20 мк, то получим скорость ползания 1,5 см/сек. На рис. 5а штриховыми линиями нанесены кривые равной скорости ползания границ, взятые из работы [4], которые

получены для пленки примерно с такими же параметрами ($H_c = 1,5$ а/см, толщина $\Delta = 600 \text{ \AA}$), как и у пленки № 626. Из сопоставления этих кривых можно заключить, что при частоте поперечного поля в несколько мГц скорость ползания границ значительно выше, чем при частоте 50 гц при тех же величинах полей H_T и H_L .

Из рис. 5а видно, что при полях $H_T > 0,5$ а/см пороговые кривые для перемагничивания сползанием идут параллельно кривой равной скорости ползания. При $H_T < 0,5$ а/см пороговые кривые расходятся с кривыми равной скорости и имеют тенденцию удаляться от них. Это, по-видимому, означает, что с увеличением амплитуды поперечного поля ширина возникающих доменов сначала уменьшается, а затем как-то стабилизируется, т.е. не зависит или слабо зависит от величины поля.

Проведенные эксперименты позволяют сделать следующие основные выводы:

1. Возможно неразрушающее считывание информации, записанной на тонкую магнитную пленку с одноосной анизотропией высокочастотным (1-10 мГц) поперечным полем, амплитуда которого не превышает критического значения $H_T^c = (0,6 + 0,7) H_c$.

2. Пороговое поле H_L^c для перемагничивания сползанием находится в обратной зависимости от амплитуды поперечного высокочастотного поля H_T и длительности перемагничивающего импульса τ . При $H_T = 0,5 H_c$ и $\tau = 700$ мксек величина порогового поля составляет $H_L^c = (0,1 + 0,2) H_c$.

3. Величина критического поля H_T^c и пороговых полей зависит от частоты переменного поля, приложенного вдоль трудной оси.

Авторы выражают благодарность к.т.н. Дятлову В.Л. и вед. инж. Данилевскому Ю.Л. за полезное обсуждение и ценные советы.

Л и т е р а т у р а

1. Dietrich W. - IBM J. Res. Developm., 1962, 6, N 3, p. 368.
2. Middelhoek S. - Z. angew. Phys., 1962, 14, N 4, S. 191.
3. Beeforth T.H. and Hulyer P.J. - Nature, 1963, 199, N4895, p. 793.
4. Р.В. Телеснин, Е.Н. Ильичева, Н.Г. Канавина и Ван Цзинь-Фэн. Изв. АН СССР, сер. физ., 1965, 29, № 4, стр. 571.

5. Hoper J.H. - J.Appl. Phys., 1964, 35, N3 (p.2), p.762.
6. Middelhoek S. - Z. angew. Phys., 1962, 14, N 4, S. 191.
7. Methfessel S., Middelhoek S. and Thomas T. - J.Appl. Phys., 1961, 32, N 10, p. 1959.
8. В.Л. Дятлов. Вычислительные системы, вып. 2, Новосибирск, 1962.
9. Р.В. Телеснин, Е.Н. Ильичева, Н.Г. Канавина и др. Изв.АН СССР, сер. физ., 1964, 28, №3, стр. 572.
10. О.С. Колотов, Р.В. Телеснин. Изв. АН СССР, сер. физ., 1965, 29, № 4, стр.543.
11. Nasty T.E. - J.Appl. Phys., 1964, 35, N 5, p. 1434.

Поступила в редакцию
4.I.1966 г.