

Академия наук Украины

Институт металлофизики

На правах рукописи

САФАРЯН Карен Артемович

ДИНАМИКА И РЕЛАКСАЦИЯ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В ФЕРРО-
МАГНЕТИКАХ В РАМКАХ ОБОБЩЕННОЙ ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕС-
КОЙ ТЕОРИИ

Специальность 01.04.07 – физика твердого тела

А в т о р е ф е р а т

диссертации на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Киев – 1993



00802830 (L)

Робота виконана в Київському університеті імені Тараса Шевченка
г. Київ

Научний керівитель – доктор фізико-математических наук,
професор, ведучий научний сотрудник
ИВАНОВ Б. А.

Официальные оппоненты – доктор фізико-математических наук,
професор
ЛОКТЕВ В. М.

доктор фізико-математических наук,
старший научний сотрудник
СУКСТАНСКИЙ А. Л.

Ведущая организация – Інститут фізики АН України, г. Київ

Защита состоится "10" листопада 1994 г. в 14 часов
на засіданні спеціалізованого совета по захитам докторських
диссертаций Д.016.37.01 Інститута металлофізики АН України.

Отзывы на автореферат можно отправить по адресу:

252642, Київ-142,

бульв. академіка Вернадського, 36

С диссертацией можно ознакомяться в бібліотеці ІМФ АН України

Автореферат разослан "6" декабря 1998 г.

Ученый секретарь спеціалізованого совета по
захитам докторських диссертаций Д.016.37.01
кандидат фізико-математических наук,
старший научний сотрудник

МАДАТОВА Э. Г.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Исследование торможения доменных границ (ДГ) представляет собой одну из важнейших проблем физики магнетизма. В последние десятилетия резко обострился интерес к этой проблеме в связи с ЦМД-бумом. Кроме того, возникла проблема релаксации других типов магнитных неоднородностей — динамических магнитных солитонов, блоховских линий и точек, магнитных вихрей.

Однако, методы теоретического исследования релаксации неоднородностей общего типа в настоящее время развиты, с нашей точки зрения, недостаточно. Начало анализа этой проблемы заложено в классической работе Л.Д.Ландау и Е.М.Лифшица, в которой описание релаксации намагниченности производилось на основе феноменологического подхода. В соответствии с этим подходом состояние спиновой системы описывается введением средней намагниченности единицы объема, которая может зависеть от координат и времени $\vec{M} = \vec{M}(\vec{r}, t)$. Динамика вектора \vec{M} определяется уравнением

$$\partial \vec{M} / \partial t = -g [\vec{M}, \vec{F}] + \vec{R}, \quad \vec{F} = -\delta W[\vec{M}] / \delta \vec{M}$$

где $g = \gamma \mu_0 / \hbar$ — гиромангнитное отношение, μ_0 — модуль магнетона Бора, величина \vec{F} называется эффективным полем и определяется вариационной производной энергии W , записанной в виде функционала намагниченности. Слагаемое \vec{R} определяет релаксацию. Ландау и Лифшиц выбрали \vec{R} в виде $\vec{R}_{LL} = \lambda \gamma \mu_0 [\vec{F} - (\vec{F}\vec{M})\vec{M} / M^2]$, используется также эквивалентная \vec{R}_{LL} форма Гильберта $\vec{R}_G = \lambda [\vec{M}, \partial \vec{M} / \partial t]$, где λ — безразмерная константа. Отметим, что в силу этого уравнения $\vec{M}^2 = \text{const}$. Для затухания спиновых волн в этом случае получается $\gamma_1 = \lambda \omega_k$.

Дальнейшее развитие описания динамики и релаксации возбуждений спиновой системы проходило на основе как феноменологического, так и микроскопического подходов. В шестидесятых годах было уста-

новлено, что затухание коротковолновых спиновых волн определяется, в основном, процессами обменного рассеяния и не описывается релаксационным слагаемым Ландау-Лифшица. В частности, при больших \vec{K} затухание $\gamma_k \propto K^2 \omega_k$, т.е. имеет другую зависимость от \vec{K} .

Затем в течение многих лет развитие теории релаксации намагниченности для описания магнонов проводилось, как правило, на микроскопической основе, путем анализа магнон-магнонных и магнон-фононных взаимодействий. Этот подход позволил провести количественное описание экспериментов по динамике линейных спиновых волн в ферромагнетиках.

Вместе с тем, интерес к феноменологическому подходу никогда не угасал, особенно это связано с возможностью достаточно простого описания на его основе динамики нелинейных волн намагниченности (магнитных неоднородностей). Оказалось, что описание диссипации энергии движущихся доменных границ на основе уравнения Ландау-Лифшица не согласуется с экспериментом: для магнетиков типа ферритов-гранатов значения релаксационной константы, определенной из данных о подвижности границы и по ширине линии ферромагнитного резонанса, могут отличаться по порядку величины. Микроскопическое описание позволяет объяснить эти элементы, однако, микроскопический подход к исследованию релаксации нелинейных волн намагниченности (магнитных солитонов) сложнее в математическом отношении феноменологического и фактически применялся лишь для простейших одномерных солитонов типа доменных границ. В силу этих обстоятельств необходимость исследования нелинейных волн намагниченности пробудила интерес к дальнейшему развитию феноменологического описания динамики намагниченности.

В. Г. Гарьяхтар предложил более последовательную феноменологическую теорию релаксации, последовательно учитывающую динамическую симметрию задачи. Введенный релаксационный член зависит от эффективного поля и содержит два слагаемых,

$$\vec{R} = -\gamma_e \nabla^2 \vec{F} + g M_0 \hat{\lambda} \vec{F}$$

где первое слагаемое определяет обменную релаксацию, второе - релятивистскую. Тензор $\hat{\lambda}$ определяется симметрией кристалла. Для ромбического магнетика он имеет вид $\text{diag}(\lambda_x, \lambda_y, \lambda_z)$, для чистого одноосного с осью вдоль оси Z - $\text{diag}(\lambda, \lambda, 0)$. При этом длина намагниченности меняется в силу действия обеих релаксационных слагаемых, интеграл движения $\vec{M}^2 = \text{const}$ разрушается и последовательный анализ уравнения динамики становится более сложным.

Диссипативная функция системы

$$Q = M_0 g / 2 \int d\vec{r} \left\{ \lambda_{ix} F_x F_x + \lambda_e a^2 (\nabla \vec{F})^2 \right\}$$

при этом выражается через компоненты эффективного поля. Поэтому для исследования торможения солитона надо сначала вычислить компоненты \vec{F} .

Цель работы. Цель настоящей работы состоит в теоретическом исследовании релаксации магнитных неоднородностей типа доменных границ на основе обобщенного феноменологического подхода и описания на этой основе известных экспериментальных данных. Для достижения указанной цели были поставлены и решены следующие задачи:

- построена диссипативная функция, содержащая только угловые переменные намагниченности и их производные и описывающая релаксацию возмущений намагниченности с учетом всех факторов, характерных для обобщенной феноменологической теории, в част-

ности, изменением модуля намагниченности;

- на основе этой диссипативной функции рассчитана подвижность доменных границ в различных магнетиках;
- из расчетов по теории спиновых волн и экспериментальных величин декрементов затухания магнонов проведены оценки релаксационных констант λ_c , λ_{ik} и эффективной константы χ_{ik}^2/λ_c , на основе чего оценен вклад различных каналов релаксации, существующих в феноменологической теории, в торможении доменных границ в реальных магнетиках

Научная новизна работы состоит в том, что в ней:

- впервые предложен механизм релаксации магнитных солитонов типа движущихся доменных границ за счет изменения длины намагниченности \vec{M} и последующей релаксации \vec{M} к равновесию;
- на основе оценок констант релаксации показано, что этот механизм может давать основной вклад в релаксацию доменных границ в ферритах-гранатах;
- впервые вычислены динамические характеристики (подвижность, предельная скорость) доменной границы в ферромагнетике во внешнем поле, перпендикулярном легкой оси.

Научная и практическая ценность настоящей работы состоит в том, что развитая в ней обобщенная феноменологическая теория может описать релаксационные характеристики произвольных уединенных нелинейных волн намагниченности, используемых или планирующихся для использования в качестве носителя информации в устройствах памяти ЭВМ (блоховских линий и точек, магнитных вихрей) и описать эксперименты по их вынужденному движению.

Апробация работы. Основные результаты диссертации докладывались на Всесоюзных школах-семинарах "Новые магнитные матери-

алы микроэлектроники" (X - Рига, 1986 г., XII - Новгород, 1990г.), VI Международной конференции по ферритам (Токио, 1992г.), Европейской конференции "Физика магнетизма - 93" (Познань, 1993г.), а также представлен на Европейскую конференцию по магнитным материалам и их приложениям "EMMA'93" (Кошице, Словакия, 1993г.).

Публикации. По материалам, вошедшим в диссертацию, опубликовано 6 научных работ, список которых приведен в конце автореферата.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения и списка литературы. Объем работы составляет 123 страницы. Список литературы включает 76 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении дана общая характеристика работы, обоснована актуальность темы, сформулирована цель диссертационной работы, ее научная новизна и практическая ценность. Кратко обсуждены положения обобщенной феноменологической теории магнитной релаксации. Приведены выносимые на защиту положения.

В первой главе обсуждаются уравнения обобщенного феноменологического подхода к проблеме динамики и релаксации намагниченности ферромагнетика. Обсуждается модель ферромагнетика (ФМ), в которой содержится учет конечной продольной восприимчивости ферромагнетика, т.е. возможно изменение модуля вектора намагниченности. Проведен анализ уравнения для продольной компоненты эффективного поля ФМ $F_{||}$. Этот анализ показал, что при достаточно разумных оценках констант ФМ уравнения для $F_{||}$ может быть существенно упрощено (по сравнению с общим случаем, когда оно является уравнением второго порядка с правой частью и коэффи-

циентам, зависящими от координат). В предельных случаях малых и больших скоростей доменной границы (ДГ), $V < V^*$ и $V > V^*$ получены явные формулы для $F_{||}$. Здесь характерная скорость определяется выражением $V^* = \lambda g M_0 \Delta / \chi_{||}$, где Δ - толщина ДГ, λ - релаксационная константа релятивистской природы, $\chi_{||}$ - продольная восприимчивость ИМ. Отличие структуры $F_{||}$ при $V < V^*$ и $V > V^*$ является проявлением сильной временной дисперсии динамики намагниченности в ферромагнетике. С учетом полученных в работе формул для $F_{||}$ диссипативная функция обобщенной феноменологической теории выражена через нормированную намагниченность и ее производные. Для $V \ll V^*$ она представляет собой сумму трех слагаемых

$$Q = Q_r + Q_e + Q_x$$

где Q_r и Q_e - прямые вклады релятивистской и обменной релаксации, Q_x - вклад процессов изменения модуля вектора намагниченности. Для ромбического ФМ с $\lambda_{ik} = \text{diag}(\lambda, \lambda, \lambda_2)$ в угловых переменных для вектора намагниченности ($m_z = \cos\theta$, $m_x + im_y = \sin\theta e^{i\varphi}$)

$$Q_r = \frac{M_0}{2g} \int d\vec{r} \left[\lambda \left(\frac{\partial \theta}{\partial t} \right)^2 + \frac{\lambda \lambda_2 \sin^2 \theta}{\lambda \sin^2 \theta + \lambda_2 \cos^2 \theta} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} \right)^2 \right]$$

Отметим, что для чисто одноосного ФМ с $\lambda_2 = 0$ член с $(\partial \varphi / \partial t)^2$ отсутствует, что отражает динамическую симметрию задачи. Величина Q_x , описывающая релаксацию солитонов типа ДГ за счет изменения модуля намагниченности, получена в работе впервые. При $V \ll V^*$ определяется выражением

$$Q_x = \frac{M_0}{2g} \frac{\chi_w^2}{\lambda} \int d\vec{r} \left[\left[\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{M} \frac{\partial W}{\partial M} \right) \right]^2 \frac{1}{\sin^2 \theta + (\lambda_2 / \lambda) \cos^2 \theta} \right]$$

где W - сумма энергий неоднородного обмена, анизотропии и зеемановской. На основе этой диссипативной функции вычислены, ок-

ла трения, действующая на ДГ, описываемую простейшим решением Уокера, которому отвечает $\mathcal{G} = \text{const}$. Сила трения представляется в виде трех слагаемых, $F = F_n + F_e + F_x$. Величины F_n и F_e определяются формулами

$$F_n = V \cdot \frac{2\lambda M_0}{g \Delta(V)}; \quad F_e = V \cdot \frac{2\lambda e a^2 M_0}{3g \Delta^3(V)}$$

где $\Delta(V)$ – толщина движущейся ДГ, которая в силу решения Уокера уменьшается с ростом скорости. Все три вклада пропорциональны V при $V \rightarrow 0$, но характеризуются различным поведением при немалых скоростях для различных моделей ДМ. Для магнетиков типа ЦМД-материалов с большим фактором качества F_n и $F_e \propto V$ вплоть до Уокеровского предельного значения V_w . Для материалов типа железо-иттриевого граната с $H_a \ll 4\pi M_0$, H_a – поле анизотропии, при немалых скоростях F_n и F_e растут быстрее, чем по линейному закону, из-за сильной зависимости толщины ДГ Δ от скорости V . Величина F_x при малых скоростях, $V < V^*$, определяется формулой

$$F_x = V \cdot \frac{64\beta^2 \chi_{||}^2 M_0}{g \bar{\lambda} \Delta(V)}$$

где $\bar{\lambda}$ – комбинация констант λ и λ_2 . При $V > V^*$ этот вклад выключается по закону $F_x \propto 1/V$. Коэффициент вязкости η , связанный с силой торможения, действующий на единицу площади ДГ, определяется выражением $\eta = 2Q/5V^2 = F_{rp}/V$

Исследовано также торможение блоховских линий (БЛ), движущихся вдоль ДГ, в простейшей модели, при описании структуры ДГ с БЛ формулой $\cos \theta = \text{th}(x/\Delta)$, $\cos \varphi = \text{th}(y/\Lambda)$, где Δ и Λ – толщины ДГ и БЛ. В этой модели показано, что для релятивистского вклада коэффициент вязкости БЛ $\eta_{\text{БЛ}}^{(r)}$ соотношение, полученное ранее Слончевским, $\eta_{\text{БЛ}}^{(r)} = 2\eta_{\text{ДГ}}^{(r)} (\Delta^2/\Lambda)$, где Δ и Λ –

толщины ДГ и БЛ, выполняется только для $\lambda_{11} = \lambda_{31k}$. Для случая $\lambda_2 \ll \lambda_{11}$, $\eta_{KA}^{(1)}$ меньше, чем следует из этой формулы. Что касается вклада двух остальных каналов, то для них

$$\eta_{KA}^{(1)} = 6 \eta_{2r}^{(1)} (\Delta^2/\Lambda) (1 + \frac{5}{9} \frac{\Delta^2}{\Lambda^2}); \quad \eta_{KA}^{(2)} = \frac{1}{q^2} \eta_{2r}^{(2)} \frac{\Delta^2}{\Lambda}$$

где $q = \text{Ha}/4\pi M_0$ — фактор качества ИМ. В силу этих формул для ЦМД-материалов, для которых $q \gg 1$ и $\Lambda \sim \Delta \sqrt{q} \gg \Delta$ относительный вклад обменной релаксации в торможение БЛ больше, чем для ДГ, а процессов изменения модуля \tilde{M} — меньше. Для материалов типа железо-иттриевого граната с $q \ll 1$ ($\Lambda \ll \Delta$) роль вкладов $\eta_{KA}^{(1)}$ и $\eta_{KA}^{(2)}$ по сравнению с $\eta_{KA}^{(1)}$ должна увеличиться.

Во второй главе проведены оценки эффективных релаксационных констант λ_1 , λ_2 и χ_{11}/λ_2 для различных ферритов-гранатов. На основе измерения затухания магнонов в пленках железо-иттриевого граната ЭИГ определено значение обменной константы λ_2 и релятивистской λ_1 , причем последняя оказалась в три раза меньше, чем из данных по ферромагнитному резонансу для той же пленки. Из проведенного расчета коэффициента вязкого трения ДГ в ЭИГ для пленки типа (110), получаем

$$\eta_1 = 0,62 \cdot 10^{-4} \text{ г/с} \cdot \text{см}^2, \quad \eta_2 = 10^{-5} \text{ г/с} \cdot \text{см}^2$$

Сравнение с экспериментальными данными Горнакова В.С., Дедуха Л.Н., Никитенко В.И., Сныгоча В.Т. (ЖЭТФ, 1986г.) по подвижности 180-градусной ДГ в ЭИГ показало, что если рассматривать только η_1 и η_2 , то объяснить различие $\eta_{\text{эксп}} = 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ г/с} \cdot \text{см}^2$ и $\eta_1 + \eta_2$ почти в 20 раз невозможно. В литературе нам не удалось найти экспериментального значения χ_{11} для ЭИГ, т.е. значения восприимчивости ЭИГ в области парапроцесса при комнатной температуре. Остальные параметры, входящие в η_x , известны.

Используя эти параметры, можно представить следующую оценку

$$\eta_x \text{ для случая ДИГ}$$

$$\eta_e = 0,5 \cdot \chi_n^2 \cdot 10^4 \text{ г/с} \cdot \text{см}^2$$

Если использовать величину $\chi_n^{\text{теор}} \approx 2,7 \cdot 10^{-4}$, рассчитанной по теории спиновых волн, то ожидаемое значение η_x оказывается равным $4 \cdot 10^{-4} \text{ г/с} \cdot \text{см}^2$ и на порядок большим, чем вклад релятивистской релаксации. Для объяснения экспериментального значения η только за счет процесса изменения длины намагниченности, надо считать, что $\chi_n \approx 4,5 \cdot 10^{-4}$, что достаточно близко к ответу, полученному из простой спин-волновой теории. В этом случае величина η_x превышает значение $\eta_z + \eta_e$ на порядок. Обсуждены также ожидаемые величины χ_n и λ_e для других ферритов-гранатов типа ИМД-материалов.

В третьей главе проведено вычисление силы вязкого трения, действующей на ДГ в одноосном ИМ при наличии сильного магнитного поля, перпендикулярного легкой оси (поперечного поля H). Найдены формулы для подвижности ДГ во всем интервале значений поля $H < H_a$. Вклад релятивистской релаксации оказался таким же, как для гильбертовского члена при любых λ_z/λ .

При малых полях, $H \ll H_a$, все три вклада в подвижность μ и коэффициент вязкого трения η линейно растут с ростом поля,

$$\eta^{(d)} = \eta^{(d)}(0) [1 - \Pi A_d h/2], \quad \mu^{(d)} = \mu^{(d)}(0) [1 + \Pi A_d h/2]$$

где $h = H/H_a$, H_a - поле анизотропии, $d = z, e$ и x и отвечают различным вкладам. Коэффициенты для разных вкладов отличаются

$$A_z = 1, A_e = 3/4, A_x = 15/8 \quad \text{при } \lambda_z \ll \lambda$$

$$\text{и } A_x = 75/64 \quad \text{при } \lambda_z = \lambda$$

Обсуждены эксперименты Кима П. Д. (Автореф. докт. дис. - Красноярск, 1988г.) по измерению вязкости ДГ при малых скоростях в образце $H_a \approx 1 \text{ кэ}$, $q \approx 4$ и эксперимент по трансляционно-му движению ЦМД, поставленный Мазевским А., Петриченко Н. Л., Станкевичем А. и опубликованный совместно с теоретическим анализом Иванова Б. А. и автора (VI Международная конференция по ферритам. Токио, 1992г.), значения $H_a \approx 4,5 \text{ кэ}$, $q = 22,5$. Анализ экспериментальных данных показал, что значительный вклад в торможение ДГ вносят процессы изменения модуля намагниченности (до 90% для образца, использованного Кимом, и около 40% для пленки, используемой Мазевским А., различие этих относительных значений соответствует теоретической оценке вкладов Q_n и Q_x , проведенной во второй главе, согласно которой с ростом фактора качества q относительный вклад Q_x уменьшается).

Исследовано также торможение ДГ при немалых скоростях, сравнимых с предельной скоростью ДГ. Показано, что при малых полях $H \ll H_a$, но $H > 4\pi M_0$, имеется универсальная зависимость силы трения от скорости для всех трех вкладов

$$F_{\text{тр}}^{(\alpha)}(V) = V \cdot \eta^{(\alpha)}(0) \left[1 - A_\alpha \frac{H}{H_a} \frac{\pi}{2} \sqrt{1 - \frac{V^2}{V_c^2}} \right],$$

где коэффициенты A_α такие же, как в линейной вязкости, V_c - предельная скорость ДГ при $H \ll H_a$,

$$V_c = q M_0 \sqrt{\alpha \beta} (\pi H / 2 H_a)$$

При $H \rightarrow H_a$ значение предельной скорости стремится к $C = q H_a \Delta$, при этом все три вклада в силу торможения характеризуются различными зависимостями от параметров задачи $(H_a - H)/H_a$ и V/C

$$F^{(n)}(V) \sim \lambda_n (H_a - H)^{1/2} / (1 - V^2/C^2)^{1/2}$$

$$F^{(e)}(V) \sim \lambda_e (H_a - H)^{3/2} / (1 - V^2/C^2)^{3/2}$$

$$F^{(x)}(V) \sim (\chi_n^2 / \lambda_n) (H_a - H)^{3/2} / (1 - V^2/C^2)^{1/2}$$

В промежуточной области полей ($H \sim H_a \sim H - H_a$) проведен качественный анализ структуры движущейся ДГ на основе метода Ритца с кусочно-линейными пробными функциями $\theta(\xi)$ и $\varphi(\xi)$, $\xi = X - vt$. На основе найденного вида структуры ДГ определена сила трения и зависимость скорости вынужденного движения ДГ от ведущего поля H_z . Характер кривой $V(H_z)$ качественно согласуется с экспериментальными кривыми, полученными Логуновым М.В., Рандожкиным В.З., Червоненкисом А.Я. (Письма в ЖТФ, 1987г.) Сделан вывод о немонотонной зависимости предельной скорости ДГ от поля H .

В заключении сформулированы основные результаты и выводы, полученные в диссертационной работе.

Основные результаты диссертационной работы, выносимые на защиту:

- изменение модуля вектора намагниченности при прохождении нелинейной волны намагниченности может вносить определяющий вклад в торможения доменных границ и блоховских линий при малых скоростях их движения в ферромагнетиках типа ферритов-гранатов;
- универсальное соотношение, полученное Слончевским для отношения коэффициентов вязкости блоховской линии и стенки в обобщенной теории нарушается. Для обменной релаксации это отношение больше, чем у Слончевского, для вклада изменения \bar{M} - зависит от типа материала, для вклада релятивистской релаксации зависит от структуры тензора релаксационных констант;
- зависимости величины парциальных коэффициентов вязкости, отвечающие вкладам различных механизмов релаксации, от внешнего магнитного поля, перпендикулярного легкой оси одноосного ферромагнетика, существенно отличаются друг от друга, что позволяет определить, какой из каналов релаксации является определяющим,

и величины соответствующих констант.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. Baruyakhtar V.G., Ivanov B.A., Safaryan K.A. - *Sof. St. Commun.*, 1989, v.72, P.1117.
2. Барьяхтар В.Г., Бродовой В.А., Иванов Б.А., Круценко И.В., Сафарян К.А. О релаксационных константах и торможении доменных стенок в ферритах-гранатах. // ФТТ, 1990, т.32, №3, С.852-853.
3. Иванов Б.А., Сафарян К.А. О подвижности доменных границ ферромагнетиков в поперечном магнитном поле. // ФТТ, 1990, т.32, №12, С.3507-3511.
4. Ivanov B.A., Stankiewicz A., Maziewski A., Petrichenko M.L., Safaryan K.A. Magnetic domain mobility investigation in in-plane field. In: *Ferrites: Proceedings of the Sixth International Conference of Ferrites. ICF6. Tokyo and Kyoto, Japan, 1992. P.775-777.*
5. Иванов Б.А., Сафарян К.А. Динамика доменных границ одноосного ферромагнетика в поперечном магнитном поле. // ФТТ, 1992, т.18, № 7, С.722-730.
6. Иванов Б.А., Сафарян К.А. О торможении блоховских линий в движущейся доменной границе. // ФТТ, 1992, т.34, №6, С.1839-1842.

Зак. № 475. тир. 100. ВПШ. "Киевский университет".
Б.Шевченко 14. 1993г.

ЛНБ ім. В. Стефаника
АН України

FLORIDA

464335

AB 28937
AB 28.937

1. [Faint text]
2. [Faint text]
3. [Faint text]
4. [Faint text]
5. [Faint text]
6. [Faint text]