

порядка нескольких сотен, возможны и значительно большие значения T/τ_m .

В результате численные расчеты выполнялись для пяти значений T/τ_m , образующих геометрическую прогрессию 1; 2; 4; 8; 16. При расчетах принималось, что $\theta(0) = \pi/2$.

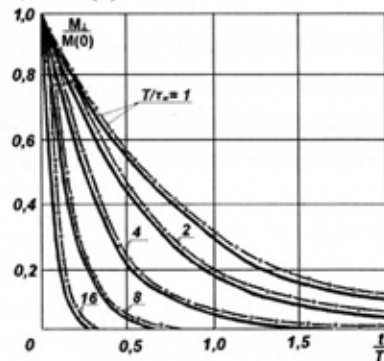


Рис.1. Зависимость $M_{\perp}/M(0)$ от времени при различных реакциях приемного контура: — результаты авторов; -○- результаты [7].

На рис.1 приведены результаты расчета авторов (сплошные линии). Представлена зависимость $M_{\perp}/M(0)$ от безразмерной координаты времени t/T при различных реакциях контура и $T_1 = T_2 = T$.

На рис.1 приведены также результаты вычислений, полученные Ф.И.Скриповым и Э.Л.Альтманом [7]. Как следует из рис.1 совпадение результатов расчетов довольно хорошее.

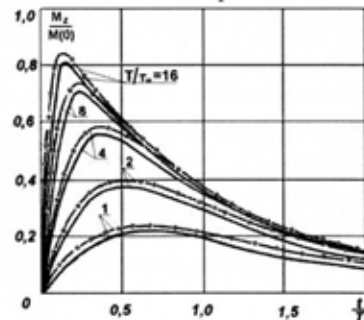


Рис. 2. Зависимость $M_z/M(0)$ от времени при различных реакциях приемного контура: — результаты авторов; -○- результаты [7].

Результаты расчетов зависимости $M_z/M(0)$ от безразмерной координаты времени t/T при различных реакциях контура и $T_1 = T_2 = T$ представлены на рис.2.

Из результатов расчетов следует, что при малых значениях T/τ_m реакция контура влияет на затухание сигнала значительно слабее, чем следует из выражения для эффективного времени затухания прецессии с учетом реакции контура [16]:

$$1/T_{\text{эфф}} = \frac{1}{T_2} + \frac{1}{\tau_m}$$

На основе проведенного анализа следует подчеркнуть весьма важный факт: требование большой величины отношения сигнала свободной ядерной индукции к шуму и незначительного влияния реакции контура являются противоречивыми.

7.2.6. Выводы

1. Предложен аналитический подход к решению задачи о реакции контура в магнитном поле Земли.
2. Для решения начальных задач Коши, описываемых системами дифференциальных уравнений с переменными коэффициентами, применяется модифицированный метод последовательных приближений [10, 11].
3. Полученные результаты авторов сравниваются с известными теоретическими результатами других авторов. Отмечается хорошее совпадение.

Литература к разделу 7.2.

1. PackardM., VarianR. Свободная ядерная индукция в магнитном поле Земли. – Bull. Amer. Phys. Soc., vol.28, №7, 1957, p.7.
2. PackardM., VarianR. Свободная ядерная индукция в магнитном поле Земли. – Phys. Rev., vol.93, 1954, p.941.
3. BloembergenN., PoundR.V. Затухание излучения в опытах по магнитному резонансу. – Phys. Rev., vol.95, 1954, p.8.
4. Пухлий В.А. Численные методы. Теория и практикум в среде MATLAB: в 2- томах. Том 1.– Севастополь, 2007.– 412 с. Том 2 – Севастополь, 2008.– 742 с.
5. Владимирский К.В. О радиационной неустойчивости в экспериментах по ядерному магнитному резонансу. – ЖЭТФ, том 33, 1957, с.532.
6. BloomS. Эффекты радиационного затухания в динамике спинов. – J. Appl. Phys., vol.28, 1957, p.800.

7. Скрипов Ф.И., Альтман Э.Л. Реакция приемного контура в опытах по свободной ядерной индукции в слабых магнитных полях. – Известия ВУЗов. Радиофизика, том V, №1, 1962, с.104-115.
8. Bloch F. Nuclear induction. – Phys. Rev., vol.70, 1946, p.460. (Блох Ф. Ядерная индукция. – Научно-реферативный сборник по некоторым вопросам современной физики. сер.2, вып.8, 1950, с.13).
9. Морозов А.А., Мельников А.В., Скрипов Ф.И. Методика свободной ядерной индукции в слабых магнитных полях в применении к некоторым задачам радиоспектроскопии высокой разрешающей силы. – Известия АН СССР, том 22, 1958, с.1141.
10. Пухлий В.А. Метод аналитического решения двумерных краевых задач для систем эллиптических уравнений. – Журн. вычисл. матем. и матем. физики, 1978, том 18, №5, с.1275-1282.
11. Пухлий В.А. Об одном подходе к решению краевых задач математической физики. – Дифференциальные уравнения, 1979, том 15, №11, с.2039-2043.
12. Пухлий В.А., Ковалев Н.И. К задаче спинового эха в теории ядерного магнитного резонанса. – В сб.: Современные концепции научных исследований. – Москва, Евразийский Союз Ученых, №2(19), 2015, с.
13. Пухлий В.А. Аналитический метод решения краевых задач теории оболочек. – Труды XIII Всес. Конф. по теории пластин и оболочек. – Таллин, 1983.
14. Пухлий В.А. Решение задачи об изгибе косоугольной в плане цилиндрической трехслойной панели модифицированным методом последовательных приближений. – Прикладная механика. – Киев: АН УССР, 1986, №10, с.62-67.
15. Ланцош К. Практические методы прикладного анализа. – М.: Физматгиз, 1961. – 524.
16. Рыжков В.М., Скроцкий Г.В. Некоторые особенности явления свободной прецессии атомных ядер. – Труды УПИ, сб. III, 1961, с.45-62.

7.3. К решению начальной задачи Коши для автодина

7.3.1. Введение. Основная идея, которая привела к развитию автодинных детекторов заключается в том, что в колебательном контуре, индуктивность которого одновременно представляет собой катушку с образцом, возбуждаются собственные колебания. Возникающее в области резонанса изменение магнитной восприимчивости вызывает ча-

стотную и амплитудную модуляцию генерируемых высокочастотных колебаний. В зависимости от того, реагирует ли последующий приемник на частотные или амплитудные изменения, после детектирования получается сигнал дисперсии или поглощения. Заметим, что наличие насыщения налагает известные ограничения на амплитуду высокочастотных колебаний, при этом прилагаемое к катушке эффективное напряжение должно быть порядка 1-5 вольт и менее.

В качестве автодинного детектора в принципе, возможно использовать любую из известных в радиотехнике схем генераторов, однако на практике предпочтение отдается таким схемам, у которых один конец катушки контура заземлен, так что подвод тока к ней может осуществляться при помощи простого коаксиального кабеля.

Следует отметить, что рабочую частоту автодинного детектора очень легко изменять, поскольку в большинстве случаев используется лишь один высокочастотный колебательный контур. Однако, несмотря на это в спектрометрах, предназначенных для точного измерения формы линии и для других аналогичных целей, предпочитают применять модуляцию или изменение магнитного поля, так как изменения частоты всегда вызывают малые отклонения амплитуды, которые мешают при выполнении точных измерений. В таких случаях возникает необходимость калибровать магнитное поле, при этом используется измеритель чувствительности, который целесообразно вмонтировать в автодинный детектор.

Для повышения стабильности частоты автодинных детекторов используется кварцевый фильтр, либо осуществляется синхронизация автодина при помощи внешнего эталона частоты. Последний способ имеет то преимущество, что он позволяет легко получить синхронизацию на высших гармониках, чем обеспечивается существенная универсальность измерительного контура.

Генератор слабых колебаний – автодин впервые был применен Е.К. Завойским в 1944 г для наблюдения электронного парамагнитного резонанса [1, 2]. Впоследствии автодин использовался при исследованиях ЯМР С.В. Вонсовским [3], а также Н.И. Ковалевым с соавторами в разработке и применении геолографического комплекса «Поиск» для дистанционного поиска и оценки полезных ископаемых [4-6]. Дистанционный комплекс «Поиск» запатентован авторами в России и Украине [7, 8].

7.3.2. Генератор слабых колебаний – автодин. На рис.1 приведена схема генератора слабых колебаний, который по существу является электронным генератором Гартлея, теория данного генератора довольно хорошо разработана.

Как уже отмечалось ранее, при возникновении сигнала ЯМР изменяются сопротивление и резонансная частота параллельного колебательного контура. В автодине это вызывает изменение амплитуды и частоты генерирующего напряжения. После соответствующего детектирования будем иметь сигналы поглощения или дисперсии. На рис.1 обозначено: L_0 , C_0 – индуктивность и емкость колебательного контура; R_1 и R_2 – сопротивления обратной связи; C – конденсатор фильтра низких частот; $Dp1$ и $Dp2$ – высокочастотные дроссели.

Следует подчеркнуть особенность генератора слабых колебаний, состоящую в том, что он генерирует напряжение с небольшой амплитудой в десятки и сотни милливольт, при этом даже очень малые изменения параметров колебательного контура генератора обуславливают существенное изменение амплитуды генерируемого им напряжения.

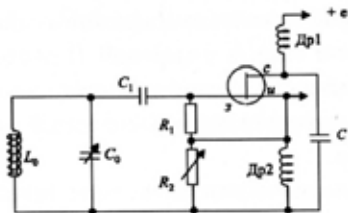


Рис.1. Схема генератора слабых колебаний.

Как следует из теории генератора Гартлея, устойчивые собственные колебания образуются при увеличении коэффициента обратной связи K до значения $K_{кр}$:

$$K > K_{кр} = \frac{R_0 C}{SL} = \frac{1}{S_y z_K} \quad (1)$$

В выражении (1) R_0 и C – параметры колебательного контура; z_K – эквивалентное сопротивление; S_y – крутизна характеристики усилительного элемента, например, транзистора.

Следует отметить, что автодинные спиновые детекторы вследствие своей простоты и высокой чувствительности в настоящее время широко используются в ЯМР-спектроскопии при исследованиях твердых тел и жидких кристаллов. Заметим, что использование автодинов в

радиоспектроскопии высокого разрешения существенно ограничено вследствие эффекта затягивания частоты генератора, обусловленного наличием в генераторе двух резонансных систем: колебательного LC-контура и спиновой системы, рассматриваемой как высокодобротный колебательный контур, между которыми существует связь по магнитному потоку. В результате возникает процесс неоднозначности генерируемой частоты, поскольку генератор генерирует напряжение на частоте ω_1 , или частоте ω_2 . Указанный недостаток автодинов ограничивает использование их при исследовании жидкостей с очень узкими резонансными линиями, имеющих большую эквивалентную добротность Q_2 .

7.3.3. Точное решение краевой задачи Коши для автодина. Отметим, что точное решение задачи для автодина должно основываться на феноменологических уравнениях Блоха, которые необходимо дополнить дифференциальным уравнением для генератора:

$$\frac{d^2 V}{dt^2} + \frac{1}{CR_p} \frac{dV}{dt} + V \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{CR_p} \right) + \frac{1}{LC} V = - \frac{1}{LC} \frac{4\pi n f}{10^8} \frac{dM_x}{dt} \quad (2)$$

Здесь C , L – емкость и индуктивность колебательного контура; R_p – сопротивление параллельно включенных проводимостей G и G_1 ; V – напряжение генератора в вольтах; n – число витков; f – площадь витка. Правая часть уравнения (2) содержит напряжение, индуцированное в контуре изменением ядерной намагниченности.

Уравнение (2) является обыкновенным дифференциальным уравнением второго порядка с переменными коэффициентами и с точки зрения математической физики относится к уравнениям волнового типа [9].

Запишем систему трех уравнений Блоха, имея в виду, что поле H_1 в уравнениях Блоха выражается также через напряжение на контуре:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dM_x}{dt} &= \gamma [M_y H_z - M_z H_y] - \frac{M_x}{T_2}; \\ \frac{dM_y}{dt} &= \gamma [M_z H_x - M_x H_z] - \frac{M_y}{T_2}; \\ \frac{dM_z}{dt} &= \gamma [M_x M_y - M_y H_x] - \frac{M_z - M_0}{T_1}. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Таким образом, решение задачи для автодина основывается на решении системы обыкновенных дифференциальных уравнений (2)-(3) пятого порядка с переменными коэффициентами.

В дальнейшем к решению системы уравнений (2)-(3) применяется модифицированный метод последовательных приближений, разработанный профессором В.А.Пухлий и изложенный в изданиях АН СССР [10, 11].

Метод использовался в дальнейшем В.А.Пухлий и Н.И.Ковалевым при решении задачи спинового эха Хана в теории ЯМР [12], а также при решении задачи о реакции приемного контура в магнитном поле Земли [13].

Следует отметить, что при использовании модифицированного метода последовательных приближений исходная система уравнений (2)-(3) должна быть представлена в нормальной форме Коши, для чего волновое уравнение генератора второго порядка (2) представляется в виде двух уравнений первого порядка.

В результате система уравнений (2)-(3) с переменными коэффициентами записывается в нормальной форме Коши следующим образом:

$$\frac{dX_m}{d\xi} = \sum_{v=1}^q B_{v,m} X_v + \lambda_m X_m \quad (m = 1, 2, 3, 4, 5), \quad (4)$$

Здесь X_m – неизвестные безразмерные функции; $B_{v,m}$ – переменные коэффициенты; λ_m – параметр частоты; $\xi = \frac{t}{t_0}$ – безразмерная временная координата; v – номер неизвестной функции, при которой стоит коэффициент $B_{v,m}$; m – номер уравнения.

В уравнениях (4) переменные коэффициенты $B_{v,m}$ представлены через смещенные полиномы Чебышева:

$$B_{v,m} = \sum_{r=0}^q b_{v,m,r} d_r^{-1} \sum_{k=0}^r a_k T_k^*(\xi), \quad (5)$$

Здесь q – степень интерполяционного полинома; a_k – коэффициенты разложения ξ^r в ряд по многочленам Чебышева $T_k^*(\xi)$. В выражениях (5) $d_r = 1$ для

$r = 0$ и $d_r = 2^{2r-1}$ для остальных r .

Общее решение системы уравнений (4) имеет следующий вид:

$$X_m = \sum_{\mu=1}^m C_{\mu} \left[d_0^{-1} a_0 T_0^*(\xi) \delta + \sum_{n=1}^m X_{n,\mu,n} \right], \quad (6)$$

где $X_{n,\mu,n} = \sum_{\eta=0}^q \phi_{\eta} \cdot \lambda^{\eta}$. (7)

Здесь μ – номер фундаментальной функции; C_{μ} – постоянные интегрирования.

В решении (6) будет $\delta = 1$, если $m = \mu$ и $\delta = 0$ для остальных μ .

В выражении (7) функции ϕ_{η} определяются через смещенные полиномы Чебышева следующим образом:

– при $\eta = 0$

$$\phi_{\eta=0} = \sum_{j=1}^{\beta} t_{m,\mu,n,j} [d_{n+j-1} (n+j-1)!]^{-1} \sum_{k=0}^{n+j-1} a_k T_k^*(\xi); \quad (8)$$

– при $\eta \neq 0$

$$\phi_{\eta \neq 0} = \sum_{j=1}^{\beta} t_{m,\mu,n,j} [d_{n+j-2+\eta+\delta_1} (n+j-2+\eta+\delta_1)!]^{-1} \sum_{k=0}^{n+j-2+\eta+\delta_1} a_k T_k^*(\xi), \quad (9)$$

где $\beta = n(q+3) - 2$.

Системы фундаментальных функций (8) и (9) являются равномерно сходящимися рядами, при этом коэффициенты $t_{m,\mu,n,j}$ и $t_{m,\mu,n,j}^*$ определяются через коэффициенты предыдущего приближения по рекуррентным формулам:

– при $\eta = 0$

$$t_{m,\mu,n,j} = \sum_{v=1}^q \sum_{r=0}^q b_{v,m,r} t_{v,\mu,n-1,j-r} (n+j-1)^{-1} \prod_{\gamma=0}^r (n+j-1-\gamma); \quad (10)$$

– при $\eta \neq 0$

$$t_{m,\mu,n,j}^* = \sum_{v=1}^q \sum_{r=0}^q b_{v,m,r} \cdot t_{v,\mu,n-1,j-k} \cdot \frac{\prod_{\gamma=0}^r (n+j-2+\eta+\delta_1-\gamma)}{(n+j-2+\eta+\delta_1)} + \sum_{v=1}^q \sum_{r=0}^q \beta_{v,m,r} \cdot t_{v,\mu,n-1,j-k+1}. \quad (11)$$

В дальнейшем, удовлетворяя начальным условиям, получим систему однородных алгебраических уравнений относительно произвольных постоянных C_{μ} , решение которой и определяет спектр значений безразмерных частот λ_m .

7.3.4. Анализ полученных результатов. Предварительно следует отметить, что при численной реализации разработанного аналитического решения начальной задачи Коши, исходные уравнения Блоха и дифференциальное уравнение 2-го порядка для генератора должны быть представлены в безразмерной форме.

При переходе в исходной системе пяти дифференциальных уравнений 1-го порядка (4) к безразмерным величинам необходимо выразить все магнитные моменты через равновесную намагниченность $M = \gamma_1 N$, все времена через T_2 , а магнитные поля через ΔH_2 :

$$X_1 = \frac{M_x}{M}; \quad X_2 = \frac{M_y}{M}; \quad X_3 = \frac{M_z}{M};$$

$$h_1 = H_1 \gamma T_2 = \frac{H}{\Delta H_2}; \quad h_m = H_m \frac{\gamma T_2}{2} = \frac{H_m}{2 \Delta H_2}; \quad \Omega = \Omega_m T_2; \quad (12)$$

$$d_0 = (\gamma H - \omega_0)T_2 = \frac{H - (\omega_0/\gamma)}{\Delta H_2}; \quad S = \frac{T}{T_2}; \quad b = \frac{T_2}{T_1};$$

Следует отметить, что впервые задачу для автодина решил Г.Пфайфер [14]. Заметим, что можно подсчитать искажения сигнала поглощения и дисперсии, возникающие при приближении величины $\omega_0 T_2^*$ к критическому значению. При этом получается сужение кривой поглощения. Если с помощью автодина измерить изменение ширины линии протонного сигнала в воде в зависимости от концентрации парамагнитных ионов N (N – число ионов в 1 см³), тогда при очень малых величинах N₁ получаются кривые, представленные на рис.2. Здесь пунктирной линией обозначены результаты, полученные авторами и сплошной линией с кружочками – экспериментальные результаты [14].

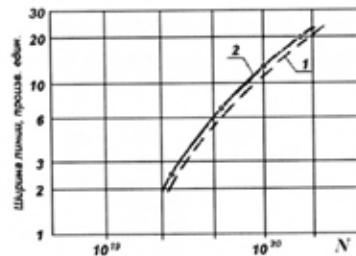


Рис.2. Изменение ширины линии протонного сигнала в воде в зависимости от концентрации парамагнитных ионов Fe³⁺: 1 – результаты авторов; 2 – экспериментальные результаты [14].

На основании полученных результатов можно сделать вывод о том, что при использовании автодинного детектора принципиально невозможно сколь угодно повышать разрешающую способность, поэтому для наблюдения узких резонансных линий следует использовать мостовые схемы [14].

Литература к разделу 7.3.

1. Завойский Е.К. – Journal of Phys. (СССР), vol.9, 1945, p.211.
2. Завойский Е.К. – ЖЭТФ, том 15, 1945, с.344.
3. Вонсовский С.В. Магнетизм. – М.: Наука, 1971.
4. Ковалев Н.И., Гох В.А., Солдатова С.В. и др. Использование дистанционного геологографического комплекса «Поиск» для обнаружения оконтуривания углеводородных месторождений. – Геоинформатика, №3, 2009, с.83-87.

5. Ковалев Н.И., Гох В.А., Акимов А.М и др. Использование геологографического комплекса «Поиск» для обнаружения полезных ископаемых и определение путей миграции радионуклидов и токсичных веществ из хвостохранилищ предприятий ЯТЦ. – Экология и атомная энергетика, вып.1, 2009, с.64-67.
6. Ковалев Н.И. Алсын удирдлагын аргаар ашигт маоималын хайгуул хийх ажлын ур дунгийн унэлгээ. – Mongolianuniversityofscienceandtechnology. Scientific transactions, №4/106. – Ulanbaatar, 2009, p.187-192.
7. Ковалев Н.И., Акимов А.М., Гох В.А. Способ разведки полезных ископаемых. – Патент РФ №227-2305 от 20.03.06. – Москва: Роспатент, 2006.
8. Ковалев Н.И., Бакий Э.А., Иващенко П.И. Способ поиска залежей полезных ископаемых. – Патент Украины №35122 от 26.08.2008. – Киев: Укрпатент, 2008.
9. Пухлий В.А. Численные методы. Теория и практикум в среде MATLAB: в 2-х томах. Том 1. – Севастополь, 2007. – 412 с.; Том 2 – Севастополь, 2008. – 742 с.
10. Пухлий В.А. Метод аналитического решения двумерных краевых задач для систем эллиптических уравнений. – Журн. вычисл. матем. и матем. физики, 1978, том 18, №5, с.1275-1282.
11. Пухлий В.А. Об одном подходе к решению краевых задач математической физики. – Дифференциальные уравнения, 1979, том 15, №11, с.2039-2043.
12. Пухлий В.А., Ковалев Н.И. К задаче спинового эха в теории ядерного магнитного резонанса. – Ж-л: Евразийский Союз Ученых (ЕСУ), №2, 2015, с.
13. Пухлий В.А., Ковалев Н.И. К задаче о реакции приемного контура в магнитном поле Земли. – Ж-л: Евразийский Союз Ученых (ЕСУ), №3, 2015, с.
14. Pfeifer H. Eine Theorie der Apparaturen zur Beobachtung magnetischer Kernresonanzen. – Annalen der Physik, Band 15, Heft 5-6, 1955, s.311-324.

7.4. Магнитная переориентация в ансамблях однодоменных наночастиц и решение задачи Коши

7.4.1. Введение. В последние десятилетия ансамбли наночастиц, а также субмикронных частиц привлекают все большее внимание физи-

ков. Прежде всего, это связано с тем обстоятельством, что ансамбли ферромагнитных наночастиц с различной топологией, в частности, трехмерные решетки различной конфигурации используются в качестве носителей информации. Отметим, что одним из альтернативных носителей информации может быть ансамбль однодоменных ориентированных ферромагнитных наночастиц [3]. В этом случае каждая наночастица или группа наночастиц с одинаковой резонансной частотой соответствует одному биту информации в соответствии с ее или их направлением намагниченности.

Подчеркнем, что запись бита информации заключается в изменении направления намагниченности этой наночастицы или группы наночастиц, при этом метод считывания информации с такого ансамбля предполагает возбуждение определенных наночастиц ансамбля маломощным радиоимпульсом магнитного поля на частоте ферромагнитного резонанса.

Вся информация считывается при сканировании частоты переменного поля, при этом наличие отклика на определенной частоте соответствует логической 1, а его отсутствие – логическому 0 [1-3].

Отметим, что для осуществления записи информации необходима переориентация вектора намагниченности наночастиц из положения, параллельного одной легкой оси намагничивания в положение перпендикулярной ей оси, что возможно осуществить мощным радиоимпульсом [2, 3].

Следует особо подчеркнуть, что проблемы исследования нелинейной радиочастотной динамики намагниченности однодоменных наночастиц в ансамблях является на сегодняшний день одной из актуальных задач физики магнитных явлений.

Задачи записи и считывания информации на различные носители, в частности, магнитные, давно стоят перед современной физикой. В этой связи следует заметить, что до сих пор не найдено альтернативы такому носителю информации, как магнитная лента [4, 5], что ставит перед исследователями задачу поиска новых методов записи и считывания, а также новых носителей информации. В этой связи исследования процессов перемагничивания и поведения намагниченности магнитных материалов весьма актуальны, поскольку устройства памяти, сенсоры, элементы, считывающие информацию, разрабатываются в основном на базе магнитных объектов и электронных устройств. Лишь в последнее время появились сообщения о создании новых вы-

числительных устройств и памяти на основе лазеров в качестве носителя сигнала внутри процессора и памяти [6]. Существуют так же разработки носителей информации, основанных на эффекте фотонного эха [7, 8].

Подчеркнем, что другим альтернативным носителем информации может служить ансамбль ориентированных однодоменных ферромагнитных или ферритовых наночастиц, информация в которых хранится в виде ориентации вектора намагниченности наночастиц, резонансные частоты которых находятся в определенном достаточно узком интервале [2].

К настоящему времени целым рядом физиков на основе численного моделирования уравнения динамики намагниченности исследованы линейная и нелинейная динамика намагниченности в ансамблях ферромагнитных, ферритовых и антиферромагнитных однодоменных наночастиц. Показано, что при определенных значениях частоты и амплитуды импульса переменного магнитного поля, действующего на наночастицы, наблюдается переориентация вектора намагниченности одной наночастицы в положение, перпендикулярное начальному положению вектора намагниченности наночастиц. Данное явление носит пороговый характер и аналогично явлению возбуждения неоднородного нелинейного ферромагнитного резонанса, поскольку зависимость порога переориентации от частоты аналогична зависимости порога возбуждения нелинейного ферромагнитного резонанса от частоты [9].

Заметим, что в случае малой амплитуды поля колебания вектора \mathbf{M} возбуждаются на основе линейного ферромагнитного резонанса. В этом случае может быть зарегистрирован отклик как от одной наночастицы, если ее размер больше определенного критического значения [10], а также и от ансамбля наночастиц, если в качестве образца используется несколько наночастиц.

Электромагнитный отклик зависит от формы наночастиц, так как спектр отклика определяется распределением наночастиц по резонансным частотам, которые определяются распределением наночастиц по форме. На спектр отклика влияет также распределение ориентации вектора намагниченности в наночастицах относительно выделенной оси. Численный анализ решения уравнения движения намагниченности показывает, что ансамбль однодоменных ферромагнитных наночастиц, возбуждаемый микроволновым полем, может быть

использован в качестве носителя информации, в котором запись и считывание осуществляется на основе линейного и нелинейного ферромагнитного резонанса.

При рассмотрении нелинейной динамики магнитной системы однодоменной антиферромагнитной наночастицы показано, что при определенных значениях частоты и амплитуды импульса переменного магнитного поля, действующего на наночастицу, образуется переориентация вектора антиферромагнетизма в положение, перпендикулярное начальному положению вектора антиферромагнетизма наночастицы.

7.4.2. Однодоменные наночастицы и однодоменное состояние.

Как известно, впервые предположение о том, что наночастицы с уменьшением размеров становятся однодоменными было высказано Я.Г.Дорфманом и Я.Н.Френкелем [11]. Оценки их максимальных размеров были сделаны Ч.Киттелем [12].

Предельный (критический) радиус однодоменной наночастицы, обладающей кубической анизотропией определяется следующим образом [13]:

$$R_c \approx \frac{m}{M_s} \sqrt{\frac{10cB}{a_0 \left(4\pi N - \frac{2K_1}{M_s^2} - \frac{H}{M_s} \right)}} \quad (1)$$

Здесь M_s – намагниченность насыщения; c – постоянная ($c = 0, 5, 1, 2$ – соответственно для простой кубической, ОЦК и ГЦК*) типов решетки); $B = z^2 j$ – параметр обменной энергии, где z – число неспаренных спинов на один атом (число ближайших соседних атомов); $j = k_B T_c$ – обменный интеграл, где $k_B = 1,36 \cdot 10^{-16}$ эрг/К – постоянная Больцмана, T_c – температура Кюри; a_0 – параметр решетки; N – размагничивающий фактор в рассматриваемом направлении, для сферы $N = 1/3$; K_1 – первая константа кубической анизотропии; H – внешнее магнитное поле.

Для наночастиц железа формула (1) дает [14]:

$$R_c \approx 100 \text{ \AA} = 10 \text{ нм}. \quad (2)$$

Рассмотрим изменения свойств ферромагнитных наночастиц при дальнейшем уменьшении размеров наночастиц меньших R_c .

* ОЦК и ГЦК – границентрированная кубическая и объемно-центрированная кубическая решетки.

С.В.Вонсовский доказал [15], что в случае металлов или сплавов нужно учитывать квантовый эффект кооперативного явления ферромагнетизма. Если линейные размеры ферромагнитного образца будут равны некоторой величине δ_0 , тогда в соответствии с принципом неопределенности Гейзенберга, импульс p электрона, свободно распространяющегося в это объеме будут характеризоваться неопределенностью:

$$\Delta p \approx \frac{\hbar}{\delta_0} \quad (3)$$

Здесь $\hbar = h/2\pi$, $h = 6,6256 \cdot 10^{-27}$ эрг·сек – постоянная Планка.

Энергия электрона $\Delta \epsilon_0$ равна:

$$\Delta \epsilon_0 \approx \frac{(\Delta p)^2}{2m_e} \approx \frac{\hbar^2}{2m_e \delta_0^2} \quad (4)$$

Здесь $m_e = 9,1 \cdot 10^{-28}$ г – масса электрона.

Если подставить постоянную Планка и массу электрона, тогда получим:

$$\Delta \epsilon_0 \approx \frac{10^{-27}}{\delta_0^2} \quad (5)$$

Приравнивая нулевую энергию $\Delta \epsilon_0$ к энергии обмена $j \approx k_B T_c$ [15], которая будет энергией магнитного упорядочения, определим критический размер δ_0 наночастиц.

Для обычных ферромагнетиков с высокой точкой Кюри ($T_c \sim 500 \div 1000$ К) критический размер однодоменных наночастиц составит:

$$\delta_0 \approx 10 \text{ \AA} = 1 \text{ нм} \quad (6)$$

Следует отметить, что при воздействии на наночастицу высокочастотным полем вблизи ферромагнитного резонанса, однодоменная наночастица всегда будет оставаться ферромагнитной, если температура ниже температуры Кюри T_c .

При уменьшении размеров однодоменных наночастиц и при сохранении в них самопроизвольной намагниченности в случае, если температура остается ниже точки Кюри, а размеры между δ_0 и R_c , начинает возрастать вероятность тепловых флуктуаций в направлении намагниченности наночастицы.

Для характеристики состояния таких наночастиц С.Бин [16] ввел термин суперпарамагнетизм. Для того, чтобы наночастицы вела себя как суперпарамагнитная, необходимо, чтобы отношение времени Δt наблюдения наночастицы к времени релаксации τ удовлетворяло

условно $\Delta t/\tau > 1$. Из этого условия можно получить критический объем для суперпарамагнитного состояния наночастицы:

$$V_c = \frac{2K_s T m \left(\frac{\omega_0}{\omega} \right)}{M_s H_{\text{eff}}} \quad (7)$$

Здесь T – температура наблюдения; ω_0 – частота собственных колебаний намагниченной наночастицы; $\omega = 2\pi/\Delta t$ – частота поля возбуждения; M_s – намагниченность насыщения при данной температуре T ; H_{eff} – эффективное поле, действующее на намагниченность M наночастицы.

Из выражения (7) следует важный вывод: при воздействии на наночастицу высокочастотным полем вблизи ферромагнитного резонанса (ФМР) и естественного ферромагнитного резонанса (ЕФМР), однодоменная наночастица всегда остается ферромагнитной, если температура ниже температуры Кюри T_c .

Отметим, что если для изучения магнитных свойств наночастиц использовать метод ядерного гамма-резонанса (ЯГР) [17], тогда в соответствии с выражением (7) в зависимости от температуры исследуемые наночастицы будут являться ферромагнитными (ниже некоторой температуры) или суперпарамагнитными (выше некоторой температуры).

Для антиферромагнитных наночастиц Л.Неель установил, что наночастицы антиферромагнетиков порядка 5 нм обладают особыми магнитными свойствами, похожими на суперпарамагнетизм, поскольку в них осуществляется нарушение полной компенсации моментов магнитных подрешеток и они ведут себя как ферромагнитные частицы в состоянии суперпарамагнетизма. Теоретические гипотезы Л.Нееля в дальнейшем были подтверждены экспериментально.

Важной особенностью однодоменных наночастиц является увеличение намагниченности по сравнению с массивными образцами. К.Биндер с соавторами на основе применения метода Монте-Карло показал, что в наноферромагнитных частицах отсутствуют фазовый переход в парамагнитное состояние и что при высоких температурах спонтанная намагниченность растет с уменьшением размеров наночастиц. В дальнейшем было получено хорошее совпадение теоретических результатов с экспериментом по кластерам Ni, расположенными в парафине с размерами до 1,2 нм [168].

При исследованиях ансамблей наночастиц методами ферромагнитного резонанса диапазон размеров изучаемых наночастиц будет находиться между $\delta_0 \approx 1$ нм и $R_c \approx 10$ нм.

В настоящее время большое значение уделяется исследованию различных композитных и мелкодисперсных материалов, что связано с созданием материалов для магнитной записи информации с максимальной плотностью, а также с созданием новых материалов микроэлектроники [18] и устройств СВЧ.

Одним из интенсивно развивающихся направлений в материаловедении является создание нанокристаллических материалов, которые интересны и с точки зрения создания ансамблей однодоменных наночастиц. В частности, в таких материалах может исчезать магнитное упорядочение ниже определенного значения размера нанокристаллических частиц, что очевидно для однодоменных металлических наночастиц [15]. Научный интерес к нанокompозитным пленкам обусловлен их уникальной структурой: в сплошной среде сосуществуют две различные фазы (металл и диэлектрик, ферромагнетика и диа- или пара-магнетик). При этом, если доля металлической фазы составляет менее 40-50% атомов, тогда она существует в виде отдельных частиц нанометрового размера в диэлектрической матрице. Наноразмер ферромагнитных гранул приводит к появлению у композитов уникальных магнитных, релаксационных и других свойств. Такие пленки могут быть одним из представителей ансамблей однодоменных наночастиц и использоваться для СВЧ записи информации.

Намагниченность материала, состоящего из магнитных наночастиц со временем уменьшается: $\langle M \rangle \sim \exp(-t/\tau)$, где τ – некоторое характерное время релаксации. Данное явление носит название магнитной релаксации и обуславливается тепловыми флуктуациями, которые позволяют магнитному моменту наночастицы преодолеть энергетический барьер, удерживающий вектор момента в определенном направлении. Скорость релаксации $1/\tau$ уменьшается с понижением температуры по закону Аррениуса:

$$\tau^{-1} = f_0 \exp(-\Delta W/K_b T). \quad (8)$$

Здесь ΔW – величина энергетического барьера; T – температура; f_0 – предэкспоненциальный фактор, который для большинства наночастиц составляет $f_0 \approx (10^{-9} + 10^{-10}) \text{ c}^{-1}$.

Для свободных сферических наночастиц получим:

$$\Delta W = \Delta U_{\text{ан}} \cdot V,$$

где ΔU_{an} – разность плотности энергии анизотропии между положениями минимума и максимума.

С.И.Денисов [19] исследовал дальний порядок и магнитную релаксацию в системе однодоменных ферромагнитных наночастиц, которая находится в частично незаполненной немагнитной матрице, причем для них имеется некоторое упорядочение: период a вдоль осей x , y и период b вдоль оси z .

Проведенный анализ осуществляется на основе решения уравнения Фокера-Планка-Колмогорова:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \sum_{j=1}^n \alpha_j(v_0) \frac{\partial p}{\partial v_j^0} + \frac{1}{2} \sum_{j=1}^n \sum_{k=1}^n \alpha_{jk}(v_0) \frac{\partial^2 p}{\partial v_j^0 \partial v_k^0}. \quad (9)$$

Здесь эволюция вектора качества $\mathbf{v}(t)$ представляет собой диффузионный марковский процесс в пространстве V ; α_j и α_{jk} – интенсивность процесса (α_j – коэффициенты сноса; α_{jk} – коэффициенты диффузии).

Данное уравнение описывает распределение значений процесса $\mathbf{V}(t)$ в зависимости от его начальных значений \mathbf{v}_0 , при этом если начальное значение – детерминистическое, то решение уравнения (9) должно удовлетворять следующему условию:

$$p = \delta(\mathbf{v} - \mathbf{v}_0) \text{ при } \mathbf{v}_0 \in \Omega, t = t_0. \quad (10)$$

Уравнение (9) применяется в случае, если интенсивности процесса не зависят явно от t , тогда переходная плотность вероятности $p(\mathbf{v}, t | \mathbf{v}_0, t_0)$ зависит от разности $t - t_0$, а не от t и t_0 отдельно.

В работе [19] было получено условие независимости наночастиц: $a > b$. Поскольку размер наночастиц при рассматриваемой температуре меньше критического размера суперпарамагнитной наночастицы, определяемого из выражения (7), а наночастицы в свою очередь независимы, ансамбль наночастиц является суперпарамагнитным.

Следует особо подчеркнуть: для того, чтобы магнитные моменты наночастиц не меняли ориентацию с течением времени (хранили информацию, их ориентация была «заморожена»), для невзаимодействующих наночастиц необходимо, чтобы выполнялось условие:

$$U_{an} \cdot V = K_b T. \quad (11)$$

Здесь V – объем наночастиц; T – температура наблюдения.

Отметим, что условие (11) выполняется для многих ферромагнетиков при температуре ниже 10 К.

Для случая ансамбля взаимодействующих наночастиц, супермагнитное состояние ансамбля наночастиц исчезает ниже определенной температуры, называемой температурой блокировки – T_b . При этом

вблизи T_b наблюдаются различные магнитные нестабильности, поскольку температура блокировки T_b является точкой бифуркации (фазового перехода в одно из двух возможных состояний), также как и температуре Кюри T_c . Температура блокировки может быть определена и в ансамблях антиферромагнитных античастиц.

Подчеркнем, что температура блокировки в ансамблях антиферромагнитных наночастиц растет с ростом обменного взаимодействия между наночастицами, которое проявляется только при непосредственном контакте наночастиц.

7.4.3. Решение задачи Коши для процесса переориентации вектора намагниченности однодоменной ферромагнитной наночастицы. В настоящее время задача переориентации на резонансных частотах в общем случае экспериментально достаточно полно не исследована. Вследствие этого одним из подходов к ее решению на данном этапе является теоретический анализ и численное моделирование поведения намагниченности однодоменной наночастицы в различных полях [1-3].

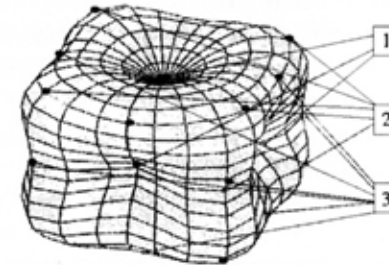


Рис.1. Зависимость плотности энергии анизотропии от направления вектора намагниченности: 1 – положение \min энергии (положения равновесия); 2 – положения \max энергии; 3 – седловые точки.

В настоящей работе излагается аналитический подход к решению вышеуказанной задачи. Поскольку исходная задача является существенно нелинейной, в работе используется подход, ранее изложенный в работе авторов [20], при котором на первом этапе нелинейная задача методом продолжения решения по параметру в форме Д.Ф.Давыденко приводится к системе линейных обыкновенных дифференциальных уравнений, аналитическое решение которой осуществляется модифицированным методом последовательных приближений, разработанным проф.В.А.Пухлий [6, 8].

Рассмотрим поведение вектора намагниченности \mathbf{M} одной наночастицы. Будем считать, что наночастицы независимы и имеют форму сплюснутого эллипсоида вращения, ось вращения которого совпадает с одной из кристаллографических осей (рис.1).

Запишем выражения для плотности магнитной энергии частицы в виде суммы плотностей энергии кубической анизотропии, энергии размагничивающего поля и зеемановской энергии магнитного момента наночастицы в переменном магнитном поле [3]:

$$U(\mathbf{m}) = K_1 \cdot (m_x^2 m_y^2 + m_x^2 m_z^2 + m_y^2 m_z^2) + K_2 m_x^2 m_y^2 m_z^2 + 2\pi \hat{M} \hat{N} \mathbf{M} - \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_e \quad (12)$$

Здесь K_1, K_2 – первая и вторая константы кубической анизотропии; $\mathbf{H}_e = \mathbf{h} \cdot \sin(\alpha t)$ – внешнее переменное магнитное поле с частотой ω ; $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M$ – вектор направляющих косинусов намагниченности \mathbf{M} ; $M = |\mathbf{M}|$ – намагниченность насыщения материала наночастиц; $N = \text{diag}(N_x, N_y, N_z)$ – диагональный тензор размагничивающих факторов эллипсоида, причем $N_x = N_y \leq N_z$; оси x, y и z совпадают с главными кристаллографическими осями наночастицы [100], [010], [001].

При отсутствии внешнего поля, вектор намагниченности будет занимать одно из двух устойчивых положений, соответствующих минимуму энергии: параллельно оси x или y .

Моделирование динамики намагниченности \mathbf{M} свободных наночастиц описывается уравнением Гильберта [3]:

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\gamma [\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{eff}] + \alpha \left[\mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt} \right]. \quad (13)$$

Здесь α – безразмерный параметр затухания; $\mathbf{H}_{eff} = \partial U / \partial \mathbf{M}$ – эффективное магнитное поле:

$$(\mathbf{H}_{eff})_i = - \left(\frac{\partial U}{\partial M_i} \right) = - \frac{\partial U}{\partial M_i} + \frac{1}{M_i} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial U}{\partial (\partial m_i / \partial x_i)} \right). \quad (14)$$

В выражении (14) $U = U_{ex} + U_{an} - \mathbf{M}(\mathbf{H}_p + \mathbf{H})$ – плотность свободной энергии, состоящая из плотности обменной энергии U_{ex} , и плотности энергии анизотропии U_{an} , плотности зеемановской энергии намагниченности \mathbf{M} в магнитоэстатическом (размагничивающем) поле \mathbf{H}_p и внешнем поле \mathbf{H} .

Уравнение движения вектора намагниченности Гильберта (13) после замены переменных запишем следующим образом [3]:

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt^*} = -[\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{eff}^*] + \alpha \left[\mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt^*} \right]. \quad (15)$$

Здесь $\mathbf{H}_{eff}^* = -\partial U^* / \partial \mathbf{m}$ – приведенное эффективное магнитное поле, действующее на магнитный момент, где $U^*(\mathbf{m}) = U(\mathbf{m}) / 2K_1$ – приведенная плотность свободной энергии; α – безразмерный параметр затухания; $t^* = t \cdot 2\gamma K_1 / M$ – приведенное время; $\omega^* = \alpha M / 2\gamma K_1$ – приведенная частота; $\mathbf{h}^* = \mathbf{h} \cdot M / 2K_1$ и $h^* = |\mathbf{h}^*|$ – приведенные вектор и амплитуда переменного магнитного поля; γ – гиромагнитное отношение.

Запишем уравнение (15) в сферической системе координат:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\theta}{dt^*} &= - \frac{1}{\sin \theta \cdot (\alpha^2 + 1)} \frac{\partial U^*}{\partial \varphi} - \frac{\alpha}{\alpha^2 + 1} \frac{\partial U^*}{\partial \theta}; \\ \frac{d\varphi}{dt^*} &= \frac{1}{\sin \theta \cdot (\alpha^2 + 1)} \frac{\partial U^*}{\partial \theta} - \frac{\alpha}{\sin^2 \theta \cdot (\alpha^2 + 1)} \frac{\partial U^*}{\partial \varphi}. \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Здесь θ и φ – азимутальный и полярный углы сферической системы координат, при этом азимутальная ось совпадает с осью z , а полезная ось совпадает с осью x выбранной системы координат.

Следует отметить: особенностью зависимости плотности энергии кубической анизотропии от направления является наличие трех типов точек (рис.1), для которых характерны наличие минимумов энергии, максимумов энергии и седловых точек. В этих положениях эффективное поле анизотропии и намагниченность параллельны. Положение минимума энергии является положением устойчивого равновесия. В отличие от него положения максимума энергии и седловые точки являются положениями неустойчивого равновесия вектора намагниченности. При переходе через эти седловые точки возможна переориентация вектора намагниченности.

Применяя к решению системы уравнений Гильберта (16) метод продолжения решения по параметру в форме Д.Ф.Давыденко [20], приходим к системе линейных обыкновенных дифференциальных уравнений с переменными коэффициентами в нормальной форме Коши, которую запишем следующим образом:

$$\frac{dX_m}{d\xi} = \sum_{v=1}^m B_{v,m} X_v + \lambda_m X_m. \quad (17)$$

Здесь X_m – неизвестные безразмерные функции; $B_{v,m}$ – переменные коэффициенты; λ_m – параметр частоты; $\xi = \frac{t}{t_0}$ – безразмерная временная координата; v – номер неизвестной функции, при которой стоит коэффициент $B_{v,m}$; m – номер уравнения.

В уравнениях (17) переменные коэффициенты $B_{v,m}$ представлены через смещенные полиномы Чебышева:

$$B_{v,m} = \sum_{r=0}^q b_{v,m,r} d_r^{-1} \sum_{k=0}^r a_k T_k^*(\xi), \quad (18)$$

Здесь q – степень интерполяционного полинома; a_k – коэффициенты разложения ξ^r в ряд по многочленам Чебышева $T_k^*(\xi)$. В выражениях (18) $d_r = 1$ для $r = 0$ и $d_r = 2^{2r-1}$ для остальных r .

Общее решение системы уравнений (17) имеет следующий вид:

$$X_m = \sum_{\mu=1}^m C_\mu \left[d_0^{-1} a_0 T_0^*(\xi) \delta + \sum_{n=1}^m X_{m,\mu,n} \right], \quad (19)$$

где $X_{m,\mu,n} = \sum_{\eta=0}^n \phi_\eta \cdot \lambda^\eta$. (20)

Здесь μ – номер фундаментальной функции; C_μ – постоянные интегрирования.

В решении (19) будет $\delta = 1$, если $m = \mu$ и $\delta = 0$ для остальных μ .

В выражении (20) функции ϕ_η определяются через смещенные полиномы Чебышева следующим образом:

– при $\eta = 0$

$$\phi_{\eta=0} = \sum_{j=1}^n t_{m,\mu,n,j} [d_{n+j-1} (n+j-1)!]^{-1} \sum_{k=0}^{n+j-1} a_k T_k^*(\xi); \quad (21)$$

– при $\eta \neq 0$

$$\phi_{\eta \neq 0} = \sum_{j=1}^n t_{m,\mu,n,j}^* [d_{n+j-2+\eta+\delta_1} (n+j-2+\eta+\delta_1)!]^{-1} \sum_{k=0}^{n+j-2+\eta+\delta_1} a_k T_k^*(\xi), \quad (22)$$

где $\beta = n(q+3) - 2$.

Системы фундаментальных функций (21) и (22) являются равномерно сходящимися рядами, при этом коэффициенты $t_{m,\mu,n,j}$ и $t_{m,\mu,n,j}^*$ определяются через коэффициенты предыдущего приближения по рекуррентным формулам:

– при $\eta = 0$

$$t_{m,\mu,n,j} = \sum_{r=1}^j \sum_{\tau=0}^q b_{v,m,r} t_{v,\mu,n-1,j-r} (n+j-1)^{-1} \prod_{\gamma=0}^r (n+j-1-\gamma); \quad (23)$$

– при $\eta \neq 0$

$$t_{m,\mu,n,j}^* = \sum_{r=1}^j \sum_{\tau=0}^q b_{v,m,r} t_{v,\mu,n-1,j-k} \frac{\prod_{\gamma=0}^r (n+j-2+\eta+\delta_1-\gamma)}{(n+j-2+\eta+\delta_1)} + \sum_{r=1}^j \sum_{\tau=0}^q \beta_{v,m,r} t_{v,m,(n-1)(\eta-1)(j-k+1)}. \quad (24)$$

В дальнейшем, удовлетворяя начальным условиям, получим систему однородных алгебраических уравнений относительно произвольных постоянных C_μ , решение которой и определяет спектр значений безразмерных частот λ_m .

7.4.4. Анализ полученных результатов. Предварительно отметим, что при численной реализации разработанного алгоритма решения задачи Коши для системы уравнений (16), последние должны быть представлены в безразмерной форме.

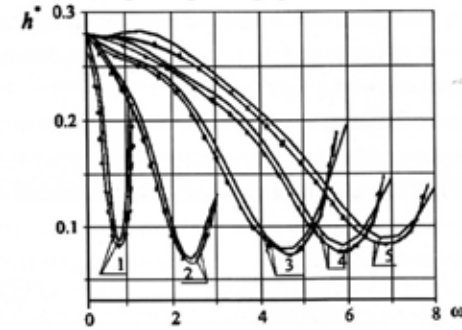


Рис.2. Зависимость пороговой амплитуды h^* магнитной переориентации ($\alpha = 0,01$) от приведенной частоты при различных размагничивающих факторах N_y наночастицы:
1 – 1/3; 2 – 0,3; 3 – 0,2; 4 – 0,1; 5 – 0.

Исследован случай, когда до включения переменного поля вектор намагниченности \mathbf{M} был направлен по оси Oy , а переменное поле направлено вдоль оси Ox .

При расчетах принималось: длительность воздействий переменного поля $\tau^* = 20/\alpha = 2 \cdot 10^3$; время наблюдения $\Delta t^* = 1,5\tau^* = 3 \cdot 10^3$; $K_2/K_1 = -0,16$; $M^2/K = 6,25$; $\alpha = 0,01$.

Следует отметить, что при большой амплитуде переменного поля ($h^* \gg h_{min}^*$) поведение вектора \mathbf{M} наночастицы становится непостоянным. При данном случае в результате воздействия переменного поля возникает переориентация как в направления, перпендикулярные начальному направлению, так и в направления, параллельные и антипараллельные начальному положению вектора намагниченности. Форма зависимости порога переориентации в общем случае сплюснутого эллипсоида является аналогичной для всех случаев эллипсоида (рис.1), растягиваясь по мере уменьшения полуоси вращения.

На рис.2 представлены результаты расчетов авторов (линии с точками). Для сравнения приведены результаты, полученные Л.Н.Котовым и Л.С. Носовым (сплошные линии), полученные методом Рунге-Кутты 4-го порядка. Отмечается хорошее совпадение результатов расчетов.

Из анализа результатов расчетов следует, что с увеличением амплитуды переменного магнитного поля h^* при колебаниях вектора намагниченности \mathbf{M} , он отклоняется от положения равновесия и проходит положение неустойчивого равновесия (рис.1). Затем вектор намагниченности \mathbf{M} переходит в другое положение устойчивого равновесия, которое перпендикулярно начальному положению. Данное явление имеет резонансный характер.

При фиксированной амплитуде переменного поля переориентация вектора намагниченности наблюдается в определенном интервале приведенных частот $\Delta\omega^*$, который называется полосой переориентации, при этом ширина и положение полосы переориентации зависит от модуля приведенной амплитуды переменного магнитного поля h^* и от безразмерного параметра затухания α , а также от формы наночастицы.

Принимая во внимание, что порог переориентации – это минимальная величина h^* при фиксированной частоте переменного поля, при которой осуществляется поворот вектора намагниченности \mathbf{M} и угол $\pi/2$, тогда для всех случаев радиочастотная переориентация намагниченности при минимальном пороге переориентации h_{min}^* возникает на частотах, близких к приведенной частоте линейного ферромагнитного резонанса ω_{res}^* сплюснутого эллипсоида вращения (рис.1):

$$\omega_{res}^* = \sqrt{(\omega_0^*)^2 - (\omega_1^*)^2}; \quad \omega_0^* = \sqrt{\frac{1 + 2\pi \frac{M^2}{K_1} (N_z - N_y)}{1 + \alpha^2}}; \quad \omega_1^* = -\frac{\alpha \left(1 + 2\pi \frac{M^2}{K_1} \frac{N_z - N_y}{2}\right)}{1 + \alpha^2}.$$

Здесь ω_0^* – приведенная собственная или киттелевская частота прецессии намагниченности эллипсоида; ω_1^* – приведенная частота релаксации.

Следует отметить, что для наночастиц в виде шара полоса переориентации находится всегда ниже приведенной частоты ферромагнитного резонанса и все больше отклоняется от нее с увеличением параметра затухания.

Заметим, что при большой амплитуде переменного поля ($h^* \gg h_{min}^*$) поведение вектора \mathbf{M} наночастицы будет хаотическим, при этом в результате воздействия переменного поля возникает переориентация как в направления перпендикулярные начальному, так и в направления, параллельные и антипараллельные начальному положению вектора намагниченности. Форма зависимости порога переориентации в общем случае сплюснутого эллипсоида является аналогичной для всех

случаев эллипсоида, растягиваясь по мере уменьшения полуоси вращения.

Таким образом, на основе решения уравнения Гильберта (15) получены условия переориентации вектора намагниченности в однодоменной наночастице из положения одной легкой оси в положение перпендикулярной ей другой оси при воздействии на наночастицу импульсом высокочастотного поля. Данные результаты могут использоваться для записи информации на носитель в виде ансамбля независимых однодоменных ферромагнитных наночастиц, считывание с которого осуществляется путем возбуждения ансамбля слабопеременным полем.

7.4.5. Выводы. Предложен аналитический подход к решению задач магнитной переориентации в ансамблях однодоменных наночастиц.

1. Решение исходной задачи, описываемой системой нелинейных уравнений, сводится методом продолжения решения по параметру к системе линейных обыкновенных дифференциальных уравнений с переменными коэффициентами, к решению которой затем применяется модифицированный метод последовательных приближений.
2. Полученные результаты сравниваются с известными теоретическими результатами других авторов. Отмечается хорошее совпадение.

Литература к разделу 7.4.

1. Голдин Б.А., Котов Л.Н., Зарембо Л.К. Спин-фононные взаимодействия в кристаллах (ферритах). – Л.: Наука, 1991. – 148 с.
2. Kotov L.N., Asadulin F.F., Asadulin F.F. The response of the single-domain ferrite particles assembly. – Proc. Intern. Forum of Wave Electronic and its Application. – St. Petersburg, 2000, p.196-198.
3. Котов Л.Н., Носов Л.С. Переориентация намагниченности в однодоменных частицах и отклик на импульс поля. – ЖТФ, 2005, том 75, вып.10, с.55-60.
4. Thompson D.A., Best J.S. The future of magnetic data storage technology. – IBM J.Res. and Dev., 2000, vol.44, №3, p.311-322.
5. Черняк Л. Магнитные ленты, из прошлого в будущее. – Открытые системы СУБД, 2003, №3, с.48-52.
6. Пухлий В.А., Пухлий Ж.А., Ковалев Н.И. Лазеры. Теория и приложения. – Севастополь: Изд-во «Черкасский ЦНТЭИ», 2008. – 532 с.

7. Захаров С.М., Маныкин Э.А. Метод оптической обработки информации на основе двухимпульсного фотонного эха. – Квантовая электроника, 1995, том 22, №2, с.173-178.
8. Пухлий В.А., Пухлий Ж.А., Ковалев Н.И. Ядерный магнитный резонанс. Теория и приложения. – Севастополь: Изд-во «Черкасский ЦНТЭИ», 2010. – 670 с.
9. Моносов Я.А. Нелинейный ферромагнитный резонанс. – М.: Наука, 1971. – 210 с.
10. Zhang S. et al. High-sensitivity ferromagnetic measurements on micrometer-sized samples. – Appl. Phys. Lett, 1997, vol.70, №20, p.2756-2758.
11. Frenkel J., Dorfman J. Spontaneous and induced magnetization in ferromagnetic bodies. – Nature, vol.126, 1930, p.274-275.
12. Kittel C. Theory of the structure of ferromagnetic domains in films and small particles. – Phys. Rev., vol.70, №11, 1946, p.965-971.
13. Кондорский Е.И. К теории однодоменных частиц. – ДАН СССР, 1952, том 82, №3, с.365-368.
14. Начаев Э.Л. Малые металлические частицы. – УФН, 1992, том 162, №9, с.59-124.
15. Вонсовский С.В. Магнетизм. – М.: Наука, 1971. – 1032 с.
16. Bean C.P. Hysteresis loops of mixtures of ferromagnetic micropowders. – J. Appl. Phys., 1955, vol.26, №11, p.1381-1383.
17. Пухлий В.А., Пухлий Ж.А., Ковалев Н.И. Резонансы в физике. В 2-х томах. Том II. Теория и приложения в технике. – Севастополь: Изд-во «Черкасский ЦНТЭИ», 2011. – 640 с.
18. Гридин В.Н., Нефедов Е.И., Черникова Т.Ю. Электродинамика структур крайне важных частот. – М.: Наука, 2002. – 359 с.
19. Денисов С.И. Дальний порядок и магнитная релаксация в системе однодоменных частиц. – ФТТ, 1999, том 41, №10, с.1822-1827.
20. Пухлий В.А., Пухлий Ж.А., Ковалев Н.И. Об одном подходе к решению задач с сильной и слабой нелинейностью в квантовой радиофизике. – В сб.: Научные труды СНУЭИП, вып.3(35), 2010, с.267-276.

ГЛАВА VIII. ГЕОФИЗИЧЕСКИЙ МЕТОД ПОИСКА МЕСТОРОЖДЕНИЙ ПОЛЕЗНЫХ ИСКОПАЕМЫХ, ОСНОВАННЫЙ НА ЭФФЕКТЕ ВОЛН ОБЖАТИЯ В СЛОИСТЫХ СРЕДАХ

8.1. Введение

Предварительно отметим, что приведенные в настоящей главе исследования в более полной мере изложены в монографии автора*.

Большинство горных пород осадочного происхождения представляет собой модель слоистой среды с чередующимися пластами, как правило, анизотропной структуры [1, 2]. Наименьшее удельное сопротивление такой среды будет вдоль простираения слоистой толщи, наибольшее – по нормали к поверхности раздела слоев. Если удельное сопротивление монотонно изменяется от минимума до максимума, то такую среду называют однородной анизотропной или макроанизотропной средой. Примером могут служить рыхлые породы (тонкослоистые глины, углистые сланцы, слоистые песчаники и др.). Их удельное сопротивление ρ_n по нормали к поверхности раздела обычно в 2-8 раз превышает удельное сопротивление ρ_l вдоль слоя.

Чаще всего в практике поиска полезных ископаемых мы имеем дело со слоистыми неоднородными средами, удельное сопротивление которых, а также и другие физико-механические характеристики среды изменяются скачком на поверхности раздела. Такие среды носят название макроанизотропных. Они могут состоять из ряда однородных изотропных или анизотропных слоев конечной мощности и разного литологического состава, например, переслаивание песчано-глинистых и карбонатных пород с гипсами и ангидритами и т.п.

Подчеркнем, что между геологическим и геоэлектрическим разрезами существует прямая и однозначная связь. Геоэлектрический разрез объективно отражает основные черты геологического строения района. Однако, это не означает, что оба разреза адекватны. Обратный переход от геоэлектрического разреза к геологическому разрезу возможен только при наличии дополнительной информации, раскрывающей связи между электрическими свойствами выделенных слоев и их литологическим составом, в частности, физико-механическими характеристиками слоев.

* Пухлий В.А. Трехслойные оболочки переменной жесткости. Теория и приложения. – Дюссельдорф: Изд-во «РАР», 2016. – 258 с.

Многослойные осадочные грунтовые массивы представляют собой сложную структуру, практически не повторяющейся. При анализе распространения сейсмозрывных волн важное значение имеют физико-механические характеристики грунтовой среды.

По структуре наиболее простым является однородный (изотропный) массив, однако он в природе практически не встречается. Тем не менее, свойства физико-механической однородности (изотропности) могут быть характерными для какой-то части массива, например, для слоя.

В случае если физико-механические свойства грунта изменяются по глубине, грунтовый массив является градиентным.

При изменении физико-механических характеристик скачкообразно, грунтовый массив называется слоистым, волновая картина в котором будет очень сложной [3, 4].

Простейший случай слоистой среды – упругий слой на полупространстве. Если источник колебаний помещается на глубине h_0 и граница раздела является плоской поверхностью, залегающей на глубине h , тогда в слое возникают волны различных типов. Преломленные волны могут наблюдаться на свободной поверхности только на некотором расстоянии от центра возмущения при обязательном условии $v_{p1} > v_{p2}$. Они появляются в так называемой начальной точке, которая отстоит от эпицентра возбуждения на расстоянии:

$$x = (h - h_0)tg\alpha_{pp} + htg\alpha_{ps}.$$

Для обменной продольно-поперечной волны это расстояние равно:

$$x = (h - h_0)tg\alpha_{pp} + htg\alpha_{ps}.$$

Здесь α_{pp} , α_{ps} – предельные углы падения сейсмических продольной и поперечной волн на границе слоя и полупространства.

За окружностью радиуса x образуются обменные волны или конические волны по форме их фронтов относительно оси Oz.

Следует отметить, что в многослойной среде картина еще более усложняется, хотя все основные закономерности, характерные для упругого слоя с одной границей раздела в нижнем полупространстве, сохраняются, при этом картина возникающих в многослойной среде сейсмических волн существенно изменяется в зависимости от мощности пластов среды.

8.2. Сейсмические волны в слоистой среде

В качестве первого приближения рассмотрим двухслойную модель строения грунтового массива, представляющего собой плоскопараллельный слой упругого однородного мягкого грунта, лежащего на упругом скальном основании. При этом скорости распространения упругих волн в скальном основании значительно больше соответствующих скоростей в слое мягкого грунта [4, 5].

На рис.8.1 представлена схема фронтов сейсмозрывных волн в двухслойном упругом полупространстве [5].

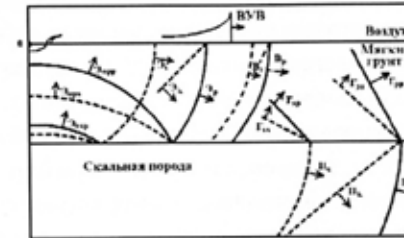


Рис.8.1. Схема фронтов сейсмозрывных волн в двухслойном упругом полупространстве [5].

При взаимодействии продольной волны с границей раздела в слое мягкого грунта образуются отраженные продольные и поперечные волны \mathcal{E}_{opp} , $\mathcal{E}_{орп}$, $\mathcal{E}_{оср}$. Обозначение отраженных волн следующее: индекс «о» – отраженная волна; второй индекс «р» или «s» – волна, порождена поперечной или продольной падающей волной; третий индекс «р» или «s» – волна поперечная или продольная. Фронты отраженных от скалы волн движутся в сторону поверхности грунтового массива. Одновременно в подстилающем скальном основании формируются преломленные продольная Π_p и поперечная Π_s волны, которые через некоторое время отрываются от фронта падающей на скальное основание волны. Преломленные в скальном основании волны образуют коническую волну Π_k . При взаимодействии с границей раздела обе прямолинейные волны преломляются в слое мягкого грунта в виде головных волн Γ_{pp} и Γ_{ps} .

Следует отметить, что неоднородность среды приводит к тому, что каждая частица грунтового массива является источником как продольных, так и поперечных возмущений. Поэтому, чем сильнее неоднородность среды, тем больше волновая картина (рис.8.1) отличается от действительной.

Рассмотрим многослойные осадочные грунтовые массивы. Для них особенности залегания пород является слоистость, которая выражается в чередовании различных сред в разрезе, при этом слоистость наиболее ярко проявляется при переходе от одного слоя к другому (чередование слоев известняка, песчаника, глины). Теоретическими исследованиями было установлено, что попытка учета подобных неоднородностей путем задания некоторых осредненных характеристик грунтового массива приводят к значительным погрешностям в расчетных значениях параметров движения и напряженного состояния грунта.

Следует отметить, что в грунтовых массивах различают первичные и вторичные формы залегания осадочных пород. Первичные формы возникли в период образования самих пород.

Вторичные формы залегания образуются под действием тектонических сил, для них характерен локальный характер. Основной первичной формой залегания осадочных пород является слой, при этом для слоистости характерным является не только различие в физико-механических свойствах, но также и присутствие разделов между слоями.

Анализ особенностей залегания осадочных пород позволяет считать выделенные слои грунта горизонтальными и имеющими постоянную толщину. На основании этих допущений при решении задач сейсмической разведки слоистых массивов грунта в общем случае трехмерная задача может быть сведена к двумерной.

Таким образом, сложность и разнообразие задач сейсморазведки обуславливает особенности используемых методик, базирующихся на широком использовании волн различных типов: продольных, поперечных, обменных, поверхностных, головных, рефрагированных, переходящих, отраженных и т.д. Так, обменные волны используют для определения глубины залегания преломляющей границы, в частности, они были использованы для определения глубины залегания кристаллического фундамента Русской платформы.

При проведении сейсмологических работ используются различные диапазоны частот, от низкочастотной сейсморазведки (от нескольких герц до десятков герц) до высокочастотной сейсморазведки. К последнему виду относятся акустические методы (0,5–10 кГц) и ультразвуковые методы (свыше 10 кГц) [7, 8].

По глубинности, кроме наиболее широко применяемой для изучения глубины в несколько километров обычной сейсморазведки, различают сейсморазведку малых глубин, используемую при решении инженерно-геологических задач и поисках сравнительно неглубоко залегающих рудных месторождений, и глубинные сейсмические зондирования (ГСЗ), целью которых является освещение строения земной коры до глубины нескольких десятков километров.

Основные выводы о глубинном строении района, изучаемого сейсморазведкой, получают на основании кинематических данных о пробеге сейсмических волн. Для получения этих данных необходимо строить годографы волн, что и является главной целью наблюдений и обработки этих волн.

Результаты интерпретации сейсмических наблюдений представляют в виде разрезов и структурных карт, которые используют для практических целей, в частности, для определения мест заложения глубоких разведочных скважин при поисках нефтяных и газовых месторождений.

8.3. Сейсмозрывные волны в слоистых средах при ядерном взрыве

Подземный ядерный взрыв связан с возникновением интенсивных сейсмических волн. Качественные и количественные характеристики этих волн зависят от свойств грунтового массива, условий подрыва ядерного заряда и др. Влияние свойств грунтового массива на параметры сейсмозрывных волн при численном моделировании учитывается при выборе моделей грунта, при этом для приближенной оценки параметров используются зависимости, полученные на основе обобщения экспериментальных данных по подземным ядерным взрывам в различных грунтовых средах [9].

Максимальные значения скорости движения грунта u^* и смещения w^* при взрыве в горной породе (гранит) определяются по следующим выражениям:

$$u^* = \frac{A}{(\bar{r})^n}; \quad \frac{w^*}{q^{1/2}} = \frac{B}{(\bar{r})^m}.$$

Константы A , B , n , m определяются свойствами породы и имеют следующие значения: $A = 300-400$; $B = 0,3-0,6$; $n = 1,6-2,0$ $m = 1,3-1,6$. Максимальные радиальные σ_{rr}^* и кольцевые $\sigma_{\theta\theta}^*$, $\sigma_{\phi\phi}^*$ сжимающие напряжения определяются по формулам:

$$\sigma_{rr}^* = \rho_0 v^* a_0, \quad \sigma_{\theta\theta}^* = \sigma_{\phi\phi}^* = \frac{v}{1-\nu} \sigma_{rr}^*$$

где ρ_0 – плотность грунта, a_0 – скорость упругих продольных волн, ν – коэффициент Пуассона.

8.4. Сейсмический источник ядерного взрыва

В сейсмологии сосредоточенный ядерный взрыв рассматривается как источник сферической упругой волны [10], при этом предполагается, что центр взрыва окружает сферическую поверхность, вне которой применяются соотношения теории упругости. Радиус этой сферы R_c называется радиусом упругости. Для радиальных расстояний $r \geq R_c$ уравнения движения среды приводятся к одномерному волновому уравнению для потенциала смещения ψ :

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} = \frac{1}{a_0^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} \quad (8.1)$$

Решением уравнения (8.1) являются функция временной переменной $\tau = t - (r - R_c) / a_0$, которая описывает расходящуюся сферическую волну.

Выражения для перемещений в упругой области запишется в следующем виде:

$$w = \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\psi}{r} \right) = -\frac{\psi}{r^2} - \frac{1}{ra_0} \frac{d\psi}{d\tau} \quad (8.2)$$

Граничное условие для рассматриваемой задачи записывается из предположения о том, что давление $p(t)$, действующее на границе упругой зоны, равно сжимающему радиальному напряжению σ в точке $r = R_c$:

$$p \Big|_{r=R_c} = -\sigma_{rr} \Big|_{r=R_c} = -(\lambda + 2\mu) \left(\frac{\partial w}{\partial r} \right)_{r=R_c} - 2\lambda \left(\frac{w}{r} \right)_{r=R_c} \quad (8.3)$$

Здесь λ и μ – константы Ламе.

Используя выражения (3.300) и (3.301), можно записать:

$$\sigma_{rr}(t) \Big|_{r=R_c} = \frac{\lambda + 2\mu}{R_c a_0^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \tau^2} + \frac{4\mu}{R_c^2 a_0} \frac{\partial \psi}{\partial \tau} + \frac{4\mu}{R_c^3} \psi \quad (8.4)$$

В дальнейшем по известной зависимости $\sigma_{rr}(t)$ определяется приведенный потенциал $\psi(\tau)$ и проводится оценка параметров среды в упругой области взрыва.

Энергия упругого деформирования грунтового массива записывается в виде [10]:

$$E_0 = 8\pi \rho v_0^2 R_c + \frac{4\pi \rho}{a_0} \int_0^\infty \left(\frac{d^2 \psi}{d\tau^2} \right) d\tau \quad (8.5)$$

Здесь w – остаточные перемещения на границе упругой области.

Первый член в выражении (8.5) представляет статическую упругую энергию, второй член представляет излучаемую сейсмическим источником энергию в форме упругих волн, при этом числовое значение второго члена E_c принимается в качестве критерия сейсмической эффективности.

Пример 1. Рассмотрим развитие сейсмозрывных процессов в осадочных многослойных средах на примере двух геомеханических моделей грунтового массива, различающихся толщиной верхнего слоя мягкого грунта [5]. В качестве первого варианта рассматривается сейсмологический разрез СГР-1, у которого толщина верхнего мягкого грунта составляет $H_0 = 80$ м. Во втором варианте рассматривается сейсмологический разрез СГР-2, толщина верхнего мягкого грунта которого принималась равной 20 м. При этом основной массив известняка расщепляют два слоя глин, глубины расположения которых принимаются следующие.

- Для разреза СГР-1: слой 1 толщиной $H_1 = 200-215$ м; слой 2 толщиной $H_2 = 280-300$ м.
- Для разреза СГР-2: слой 1 толщиной $H_1 = 150-165$ м; слой 2 толщиной $H_2 = 250-270$ м.

Для обоих вариантов разрезов грунтового массива применяется скорость распространения продольных волн на поверхности мягкого грунта – 1000 м/с, а в залегающей ниже прочной осадочной породе известняка – 4000 м/с.

При численном анализе воздействия ядерного взрыва на многослойный грунтовой массив рассматривался случай подрыва зарядного устройства с энерговыделением 0,5 Мт на глубине равной характерному размеру устройства ($H \approx R_c$). Предполагалось, что энергия, переданная грунтовому массиву на начальной стадии взрыва (около 5,6% от полной энергии взрыва), равномерно распределяется по всему объему испаренного грунта в нижнем полупространстве ($z \leq 0$), т.е. по объему эпицентрального источника. Начальная плотность грунта в эпицентральной области принималась равной нормальной плотности $\rho_c = \rho_0$, а начальное давление рассчитывалось из уравнения состояния испаренного грунта и составляло около 70 ГПа.

При описании процессов деформирования скальной породы применялась обобщенная квазиупругопластическая модель, а процессы деформирования внутренних слоев глины моделировались на основе упругопластической модели. При численных расчетах учитывались массовые силы (вес грунта), которые двояким образом влияют на напряженно-деформированное состояние грунтового массива: с одной стороны они обуславливают начальное напряженно-деформированное состояние грунта, с другой входят в расчетные уравнения изменения по глубине прочностных, упругих и других характеристик грунта.

При прохождении волны из мягкого грунта на границу раздела со скальной породой, помимо проходящей (преломленной) волны, формируется еще и отраженная волна, которая распространяется в обратном направлении. Наложение отраженной волны на падающую приводит к уменьшению вертикальной составляющей скорости движения грунта и увеличению сжимающих напряжений. По мере удаления от эпицентра взрыва взаимодействие отраженной и головной волн создает условия для возникновения вблизи поверхности грунтового массива откольных явлений. Считается, что причиной отколов является волна разгрузки. Из данных расчетов следует, что в грунтовом массиве СГР-1 при наличии на поверхности однородного слоя мягкого грунта толщиной $H_0 = 80$ м откольные явления проявляются на расстоянии не более 120 м от эпицентра взрыва. При уменьшении толщины верхнего слоя мягкого грунта в варианте СГР-2 откольные процессы проявляются сильнее.

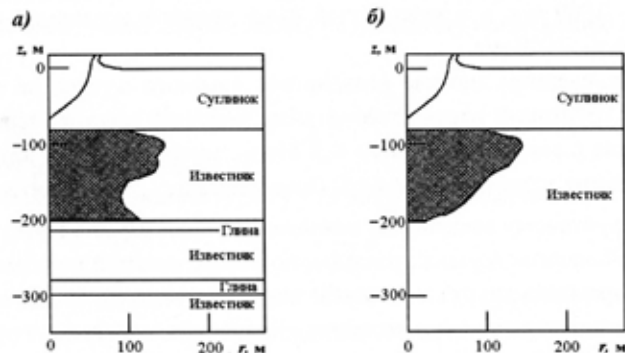


Рис.8.2. Конфигурация зон разрушения прочной осадочной породы: а) многослойный грунтовый массив СГР-1; б) двухслойный массив [5].

На рис.8.2 приведены конфигурации зон разрушения прочной осадочной породы в многослойном грунтовом массиве СГР-1 на момент времени $t = 300$ мс [5]. Штриховкой отмечены области, в которых уровень динамического воздействия превысил предел прочности на сдвиг, т.е. произошло разрушение породы. На рис.8.2 для сравнения приводятся данные расчетов для двухслойных массивов с такой же толщиной верхнего слоя мягкого грунта.

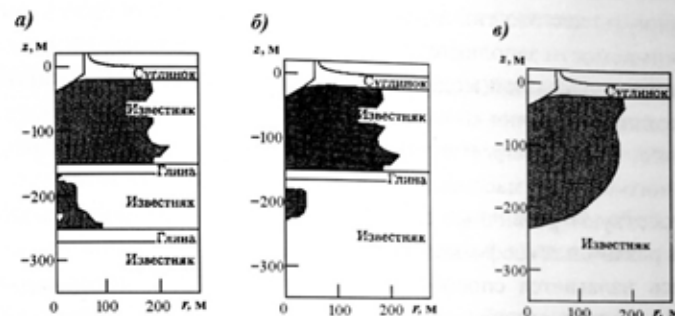


Рис.8.3. Конфигурация зон разрушения прочной осадочной породы: а) многослойный грунтовый массив СГР-2; б) многослойный массив СГР-2 без нижнего слоя глины; в) двухслойный массив [5].

На рис.8.3, а приведены конфигурации зон разрушения прочной осадочной породы в многослойном грунтовом массиве СГР-2 на момент времени $t = 300$ мс [5]. На рис.8.3, б приводятся данные расчетов для многослойного массива без нижнего слоя глины, а на рис.8.3, в приводятся данные расчетов для двухслойного массива.

Следует указать на общую закономерность данных расчета для двух вариантов грунтового массива по зонам разрушения скальной породы, состоящую в том, что сохраняется их конфигурация в верхней части массива непосредственно под верхним слоем грунта. При этом значительно увеличивается их протяженность в многослойных грунтовых массивах по сравнению с двухслойными по мере приближения к внутренним слоям глины.

8.5. Волны обжатия в слоистых средах

Ка уже было показано, в разделе 8.4 при ядерном взрыве в многослойных массивах возникают откольные явления [5]. Здесь представлена математическая модель возникновения волн обжатия, которые