

DOI: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2024.11.2>

УДК: 537.874; 537.624

УДАРНОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ СВЕРХКОРОТКОГО ИМПУЛЬСА СВЕТА НА ПРЕЦЕССИЮ НАМАГНИЧЕННОСТИ В МАГНИТОУПРУГОЙ СИСТЕМЕ

Ф.Ф. Асадуллин¹, Д.А. Плешев¹, В.Г. Шавров², В.И. Щеглов²

¹ Сыктывкарский лесной институт
167982, Сыктывкар, ул. Ленина, 39

² Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
125009, Москва, ул. Моховая, 11 к. 7

Статья поступила в редакцию 23 июня 2024 г.

Аннотация. Рассмотрена задача о воздействии сверхкороткого импульса света на магнитоупругую систему, намагниченность которой совершает вынужденное прецессионное движение. В качестве основного механизма рассматривается изменение намагниченности насыщения, вызванное действием света на спиновую систему. Рассмотрено развитие прецессии намагниченности при воздействии импульса света. Установлено, что в течение действия импульса света амплитуда колебаний намагниченности спадает, а частота увеличивается. Рассмотрено развитие прецессии намагниченности при различных значениях интенсивности света. Выявлен мультирежимный характер колебаний намагниченности при малой длительности импульса, сравнимой с периодом сигнала возбуждения. Отмечены три режима: режим №1 – стационарные колебания; режим №2 – нарушение стационарности, режим №3 – ударное возбуждение. Отмечено, что главным отличием режима №3 относительно первых двух является резкое скачкообразное увеличение амплитуды как магнитных, так и упругих колебаний, происходящее в

результате воздействия импульса. Установлено, что в результате воздействия импульса большой длительности возникает режим стабилизации плоскостной компоненты намагниченности. Показано, что решающую роль в формировании этого режима играет магнитоупругое взаимодействие.

Ключевые слова: прецессия намагниченности, мощный импульс света, магнитоупругое взаимодействие.

Финансирование: Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН.

Автор для переписки: Щеглов Владимир Игнатьевич, vshsheg@cplire.ru

Введение

Развитие современных информационных технологий требует обращения к процессам пикосекундной и фемтосекундной длительности. Весьма эффективным рабочим инструментом здесь является фемтосекундный лазер, создающий мощные импульсы света, воздействие которых на среду существенным образом меняет ее свойства [1-3]. Перспективным направлением здесь является использование сред, обладающих магнитоупругими свойствами

Мощным инструментом исследования является метод «накачки-зонда», при котором возмущение магнитных свойств среды, вызванное фемтосекундным лазером (накачкой), регистрируется зондирующим лучом от другого лазера (зонда) по эффекту Фарадея или Керра [4-7].

Воздействие мощного импульса света приводит к резкому повышению температуры среды с соответствующим уменьшением ее намагниченности [8-18]. Для интерпретации уменьшения намагниченности используется «трехтемпературная модель», согласно которой наиболее быстрое изменение намагниченности происходит за счет перестройки спиновой системы. Благодаря весьма малой инерционности спинов время изменения намагниченности может исчисляться пико и фемтосекундами [2, 16-18].

Одним из следствий столь быстрого изменения намагниченности является излучение электромагнитных волн, в работах [19, 20]

интерпретированное на основе модели ускоренного движения магнитных зарядов.

В настоящей работе предполагается, что в среде независимо от воздействия света возбуждена прецессия намагниченности и рассматривается динамика прецессии при воздействии импульса света. Для обеспечения эффективности воздействия длительность импульса света полагается того же порядка, что период собственной прецессии намагниченности. Отмечена решающая роль упругой системы, связанной с магнитной посредством магнитоупругого взаимодействия. Установлена возможность и выявлены условия ориентационного перехода намагниченности [21], обусловленного воздействием мощного импульса света.

1. Геометрия и основные параметры задачи

Геометрия магнитной части задачи, совпадающая с принятой в работах [19-22], показана на рис. 1

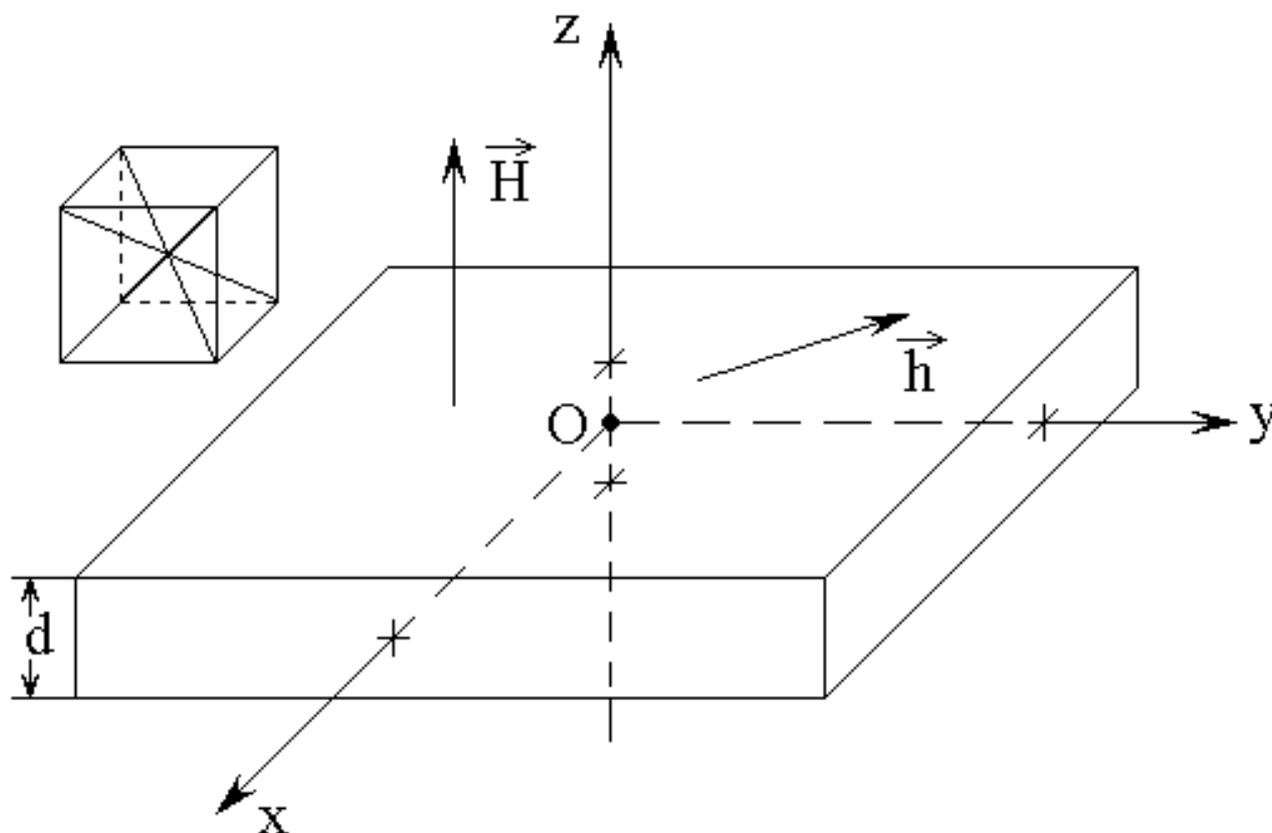


Рис. 1. Геометрия магнитной части задачи.

В основе геометрии лежит плоскопараллельная пластина толщины d , обладающая магнитными, упругими и магнитоупругими свойствами. Материал пластины имеет кубическую кристаллографическую симметрию, плоскость (100) которой совпадает с плоскостью пластины. Внешнее постоянное магнитное поле \vec{H}_0 приложено перпендикулярно плоскости пластины, в плоскости пластины действует переменное магнитное поле \vec{h} . Задача решается в декартовой системе координат $Oxyz$, плоскость Oxy которой совпадает с плоскостью пластины, а оси Ox , Oy и Oz параллельны ребрам куба кристаллографической ячейки. Центр системы координат O находится в центре пластины, так что ее плоскости соответствуют координатам $z = \pm d/2$.

Следуя [22], приведем полную систему уравнений движения и граничные условия для намагниченности и упругого смещения.

Уравнения для намагниченности:

$$\frac{\partial m_x}{\partial t} = -\frac{\gamma}{1 + \alpha^2} \left[(m_y + \alpha m_x m_z) H_{ez} - (m_z - \alpha m_y m_x) H_{ey} - \alpha (m_y^2 + m_z^2) H_{ex} \right], \quad (1)$$

а уравнения для m_y и m_z получаются из (1) циклической перестановкой x, z, y .

В этих уравнениях $m_{x,y,z} = M_{x,y,z} / M_0$ – нормированные компоненты намагниченности, M_0 – намагниченность насыщения, α – параметр магнитного затухания, γ – гиромагнитная постоянная.

Входящие в уравнения (1) эффективные поля имеют вид:

$$H_{ex} = h_x + H_{ax}; \quad (2)$$

$$H_{ey} = h_y + H_{ay}; \quad (3)$$

$$H_{ez} = H_0 - 4\pi M_0 m_z + H_{az}; \quad (4)$$

где $h_{x,y}$ – компоненты переменного поля, задаваемого извне, а $H_{ax,y,z}$ – компоненты переменного поля, определяемые магнитоупругим взаимодействием:

$$H_{ax} = -\frac{B_2}{M_0} \left[m_y \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) + m_z \left(\frac{\partial u_z}{\partial x} + \frac{\partial u_x}{\partial z} \right) \right], \quad (5)$$

где $u_{x,y,z}$ – компоненты упругого смещения, B_2 – константа магнитоупругого взаимодействия, а U и t получаются из (5) циклической перестановкой $U(z, t)$,

$$v(z, t), \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} + 2\beta \frac{\partial v}{\partial t} - \frac{c_{44}}{\rho} \cdot \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} = \frac{B_2}{c_{44}} \cdot z \cdot \left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} (m_x m_z) + 2\beta \frac{\partial}{\partial t} (m_x m_z) \right].$$

Переменное поле, обеспечивающее прецессию намагниченности, имеет вид:

$$h_x = h_{0x} \sin(2\pi f t); \quad (6)$$

$$h_y = -h_{0y} \cos(2\pi f t). \quad (7)$$

Уравнения для упругого смещения:

$$\frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} = -2\beta \frac{\partial u_x}{\partial t} + \frac{c_{44}}{\rho} \cdot \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2}, \quad (8)$$

где c_{44} – константа (модуль) упругости, ρ – плотность материала пластины, β – параметр упругого затухания, а уравнение для u_y получается из (8) заменой x на y .

Граничные условия:

$$c_{44} \frac{\partial u_x}{\partial z} \Big|_{z=\pm d/2} = -B_2 m_x m_z, \quad (9)$$

а условие для u_y получается из (9) заменой x на y .

Действие света осуществляется подачей импульса от лазера по нормали к плоскости пластины, то есть вдоль оси Oz . Главным результатом воздействия света является изменение намагниченности насыщения M_0 , что в расчете отражается на значениях нормировки параметров намагниченности. Длительность импульса света и получающееся значение намагниченности более подробно отмечаются в соответствующих частях работы. Предполагается, что в изменении намагниченности под действием света решающую роль играет малоинерционная спиновая система, поэтому изменение намагниченности во времени в рассматриваемом диапазоне параметров длительности импульса следует за изменением импульса света без задержки на релаксацию.

Система уравнений (1)-(9) решалась численно методом Рунге-Кутты четвертого порядка по методике, приведенной в [22]. Результатами расчета являлись развертки магнитных и упругих колебаний по времени.

При расчете использовались параметры материала, типичные для монокристалла железоиттриевого граната (ЖИГ): $4\pi M_0 = 1750$ Гс, $B_2 = 6.96 \cdot 10^6$ эрг см⁻³, $c_{44} = 7.64 \cdot 10^{11}$ эрг см⁻³, $\rho = 5.17$ г см⁻³. Поле $H_0 = 2750$ Э. При этом частота ферромагнитного резонанса (ФМР) при $\gamma = 2.8$ МГц Э⁻¹ равнялась 2800 МГц. Толщина пластины m_x равнялась 0.6865 мкм, что соответствовало упругому резонансу на частоте ФМР. Частота переменного поля f (6)-(7) равнялась резонансной, то есть тоже 2800 МГц. Амплитуды переменных полей h_{0x} , h_{0y} в рамках настоящей работы оставалась равной 0.01 Э. Параметры затухания магнитной и упругой подсистем выбирались равными: $\alpha = 0.02$, $\beta = 10^9$ с⁻¹.

2. Колебания при различных постоянных значениях намагниченности

Воздействие импульса света приводит к уменьшению намагниченности. Для рассмотрения характера колебаний в этом случае, обратимся к рис. 2, где показаны два возможных варианта развития колебаний намагниченности и упруго смещения при двух различных значениях намагниченности.

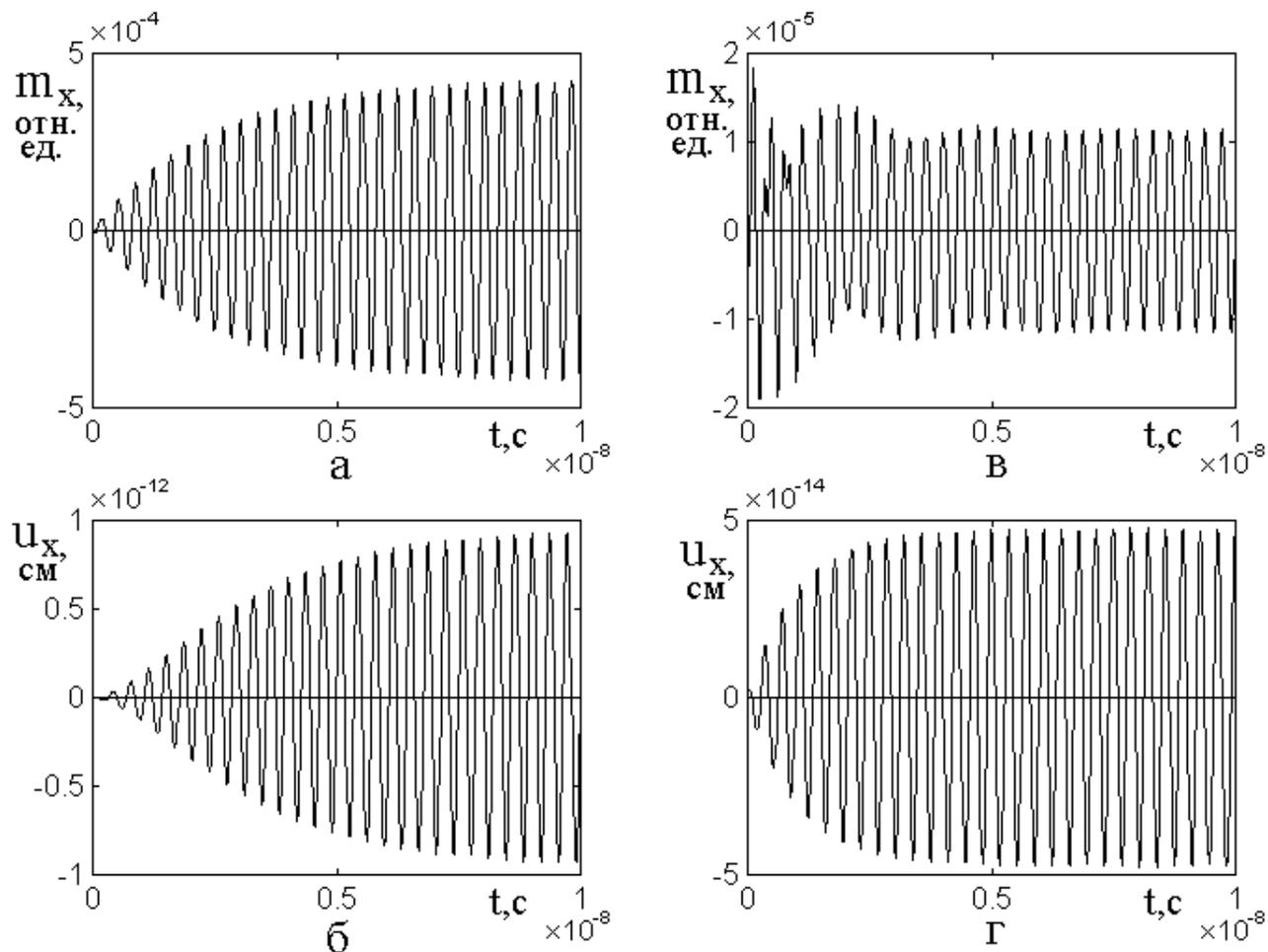


Рис. 2. Развитие во времени колебаний намагниченности (а, в) и упругого смещения (б, г) при различных значениях намагниченности:
а, б – 1750 Гс; в, г – 875 Гс.

Рис. 2а, б (левый столбец рисунка) соответствует намагниченности, типичной для ЖИГ в отсутствие воздействия света, то есть 1750 Гс. Видно, что как магнитные, так и упругие колебания развиваются с одной и той же частотой, соответствующей частоте возбуждающего поля (2.8 ГГц). Те и другие колебания развиваются с постоянной времени порядка 4-5 нс, определяемой заданными параметрами затухания.

Рис. 2в, г (правый столбец рисунка) соответствует намагниченности в два раза меньшей, то есть 875 Гс. Видно, что амплитуда тех и других колебаний уменьшилась более чем на порядок, что обусловлено выходом из условий магнитного резонанса. Условия упругого резонанса остаются прежними, однако амплитуда колебаний и здесь уменьшается, так как упругие колебания являются вторичными относительно магнитных, а амплитуда магнитных значительно уменьшается. На начальном этапе до времени $0.4 \cdot 10^{-8}$ с колебания намагниченности испытывают биения между сигналом возбуждения и собственной резонансной частотой колебаний намагниченности, которая здесь намного ниже исходной из-за уменьшения намагниченности. По прохождении этого времени релаксация намагниченности заканчивается и колебания приобретают устойчивый по амплитуде характер. При этом частота таких колебаний равна частоте возбуждающего поля.

Упругие колебания развиваются без биений, так как они по отношению к магнитным являются вторичными, где биения уже произошли. Время нарастания упругих колебаний здесь несколько меньше времени нарастания при полной намагниченности (рис. 2б) и составляет около $0.3 \cdot 10^{-8}$ с, так как возбуждение упругих колебаний здесь происходит магнитными колебаниями, которые с начала времени уже имеют довольно большую амплитуду в форме биений, как это видно из рис. 2в. Частота упругих колебаний также равна исходной частоте возбуждения, что обусловлено сохранением резонансных условий для колебаний упругого смещения.

3. Развитие прецессии при воздействии импульса

Рассмотрим теперь, что происходит с магнитными и упругими колебаниями при скачкообразном изменении намагниченности насыщения среды.

Под действием импульса света намагниченность скачком уменьшается благодаря действию спинового механизма.

Будем считать, что изменение намагниченности происходит полностью синхронно с воздействием импульса, так что, если импульс во времени имеет прямоугольную форму, то и уменьшение намагниченности имеет прямоугольный вид.

Обратимся к рис. 3, где показано развитие во времени нормированной намагниченности насыщения (а), динамической компоненты прецессирующего вектора намагниченности (б) и компоненты упругого смещения (в).

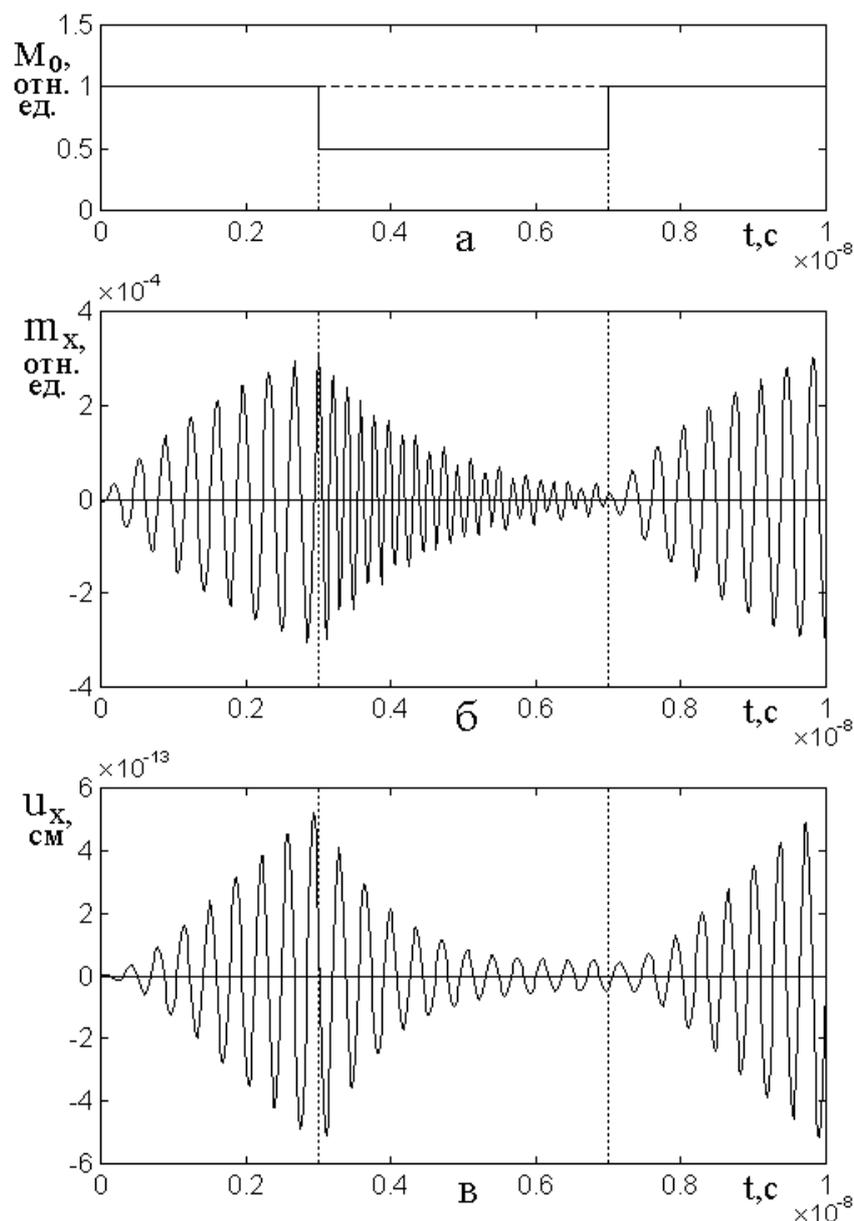


Рис. 3. Развитие во времени нормированной намагниченности насыщения (а), динамической компоненты прецессирующего вектора намагниченности (б) и компоненты упругого смещения (в).

Импульс света действует во времени от $0.3 \cdot 10^{-8}$ с до $0.7 \cdot 10^{-8}$ с, то есть в течении 4 нс. Соответственно намагниченность до момента времени $0.3 \cdot 10^{-8}$ с имеет полное значение, в интервале времени от $0.3 \cdot 10^{-8}$ с до $0.7 \cdot 10^{-8}$ с, ее значение уменьшено, а после момента времени $0.7 \cdot 10^{-8}$ восстанавливается до полного значения. Такое изменение намагниченности насыщения показано на рис. 3а. Для простоты рассмотрения и возможности сравнения с рис. 2, уменьшенное значение намагниченности принято равным половине полного значения. В расчете полное значение бралось равным 1750 Гс, половинное – 875 Гс, а на рис. 3а приведена намагниченность в нормированных единицах при нормирующем множителе 1750 Гс.

На рис. 3б приведено развитие во времени компоненты m_x прецессирующей намагниченности. Видно, что до времени $0.3 \cdot 10^{-8}$ с развитие полностью совпадает с таковым на рис. 2а, то есть соответствует развитию прецессии намагниченности в резонансных условиях с тем же временем релаксации, как это и должно быть при полном значении намагниченности насыщения. Период колебаний равен $0.0353 \cdot 10^{-8}$ с, то есть 0.353 нс, что соответствует резонансной частоте 2800 МГц при поле 2750 Э и намагниченности насыщения 1750 Гс.

Однако с момента времени $0.3 \cdot 10^{-8}$ с рост амплитуды колебаний прекращается и сменяется падением. Период колебаний здесь меньше исходного и составляет $0.019 \cdot 10^{-8}$ с, что соответствует частоте 5265 МГц. Эта частота близка к значению, определяемому полем 1875 Э (разность между 2750 и 875 Э), которая равна 5250 МГц. Здесь выполняются условия для резонанса на этой частоте, однако частота возбуждающего поля остается постоянной 2800 МГц, поэтому амплитуда колебаний уменьшается.

Такое уменьшение происходит до момента времени $0.7 \cdot 10^{-8}$ с, где намагниченность насыщения возвращается к исходному значению, в результате чего условия резонанса снова соответствуют частоте возбуждения

и колебания намагниченности снова нарастают с периодом $0.0353 \cdot 10^{-8}$ с и временем релаксации тоже равном исходному.

Развитие колебаний упругого смещения в тех же условиях показано на рис. 3в.

Видно, что до начала скачка намагниченности колебания развиваются как в исходном случае (рис. 2б), а в промежуток времени, когда значение намагниченности уменьшено, амплитуда упругих колебаний падает вследствие вторичности их возбуждения через магниты, после чего снова нарастает. Частота колебаний упругого смещения всегда сохраняется равной резонансному значению, определяемому параметрами задачи, то есть от намагниченности не зависит.

Заметим, что наблюдаемое на рис. 3б увеличение частоты колебаний намагниченности в промежутке между началом и концом интервала падения намагниченности насыщения происходит только в пределах времени релаксации намагниченности. Для подтверждения такого положения обратимся к рис. 4, где показано развитие тех же процессов, что на рис. 3, но теперь при уменьшении намагниченности насыщения в интервале времени от $0.1 \cdot 10^{-8}$ с до $0.9 \cdot 10^{-8}$ с (рис. 4а)

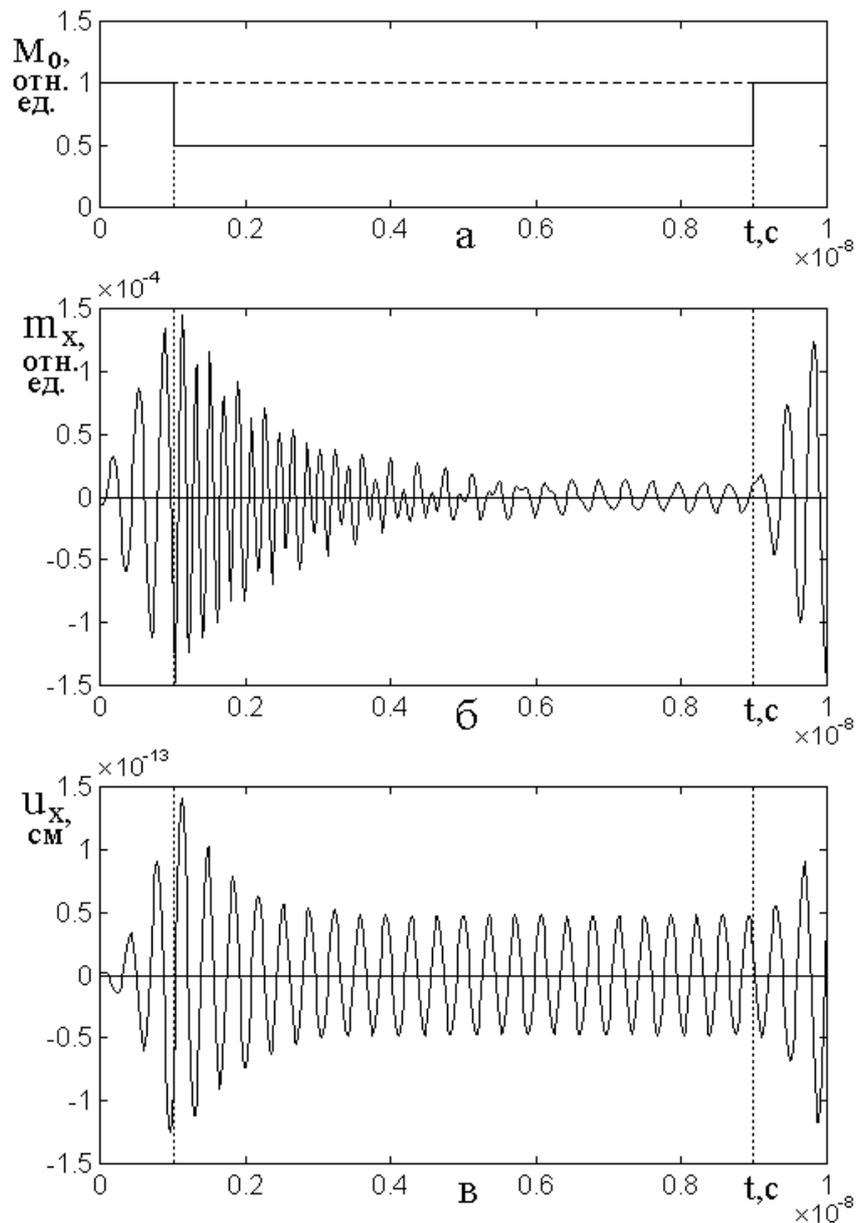


Рис. 4. Развитие во времени нормированной намагниченности насыщения (а), динамической компоненты прецессирующего вектора намагниченности (б) и компоненты упругого смещения (в) при уменьшении намагниченности насыщения в продолжении длительного времени.

Из рис. 4б видно, что быстрые колебания намагниченности происходят только до времени около $0.4 \cdot 10^{-8}$, когда релаксация почти заканчивается, а далее период колебаний намагниченности стремится к периоду колебаний возбуждающего поля, с которым сравнивается начиная со времени около $0.6 \cdot 10^{-8}$. После этого момента времени колебания становятся чисто вынужденными и происходят с постоянной амплитудой на частоте возбуждения.

Из рис. 4в видно, что колебания упругого смещения, как и на рис. 3в, происходят с частотой возбуждения, причем выход на постоянную амплитуду здесь происходит несколько раньше, чем для магнитных колебаний, а именно при времени около $0.3 \cdot 10^{-8}$ с.

Таким образом, при продолжительном уменьшении намагниченности насыщения колебания как намагниченности, так и упругого смещения, претерпевая начальную релаксацию с убыванием амплитуды, переходят в стационарный режим вынужденных колебаний с постоянной амплитудой на частоте возбуждающего поля.

4. Характеристика спада амплитуды магнитных и упругих колебаний

Из рис. 3 видно, что в течение действия импульса (то есть по рис. 3 от времени $0.3 \cdot 10^{-8}$ с до $0.7 \cdot 10^{-8}$ с) амплитуда как магнитных, так и упругих колебаний уменьшается. Спад амплитуды начинается в начале импульса и заканчивается в его конце, после чего амплитуда снова нарастает. Минимум амплитуды приходится на конец импульса. То есть, чем короче импульс, тем меньше амплитуда успевает упасть за время его действия.

Рассмотрим, как зависит амплитуда магнитных и упругих колебаний на конце импульса от продолжительности этого импульса. На рис. 5 показаны зависимости амплитуды магнитных (а) и упругих (б) колебаний от длительности импульса на границе его окончания. Импульс начинается в момент времени $0.3 \cdot 10^{-8}$ с. При этом t_p – время окончания импульса. Точки – результаты решения системы (1)-(9). Линии (с точностью до нормирующих коэффициентов) построены по формулам:

для колебаний намагниченности (а):

$$m_x = 46 \cdot \exp(-9 t_p); \quad (10)$$

колебаний упругого смещения (б):

$$u_x = 80 \cdot \exp(-9 t_p). \quad (11)$$

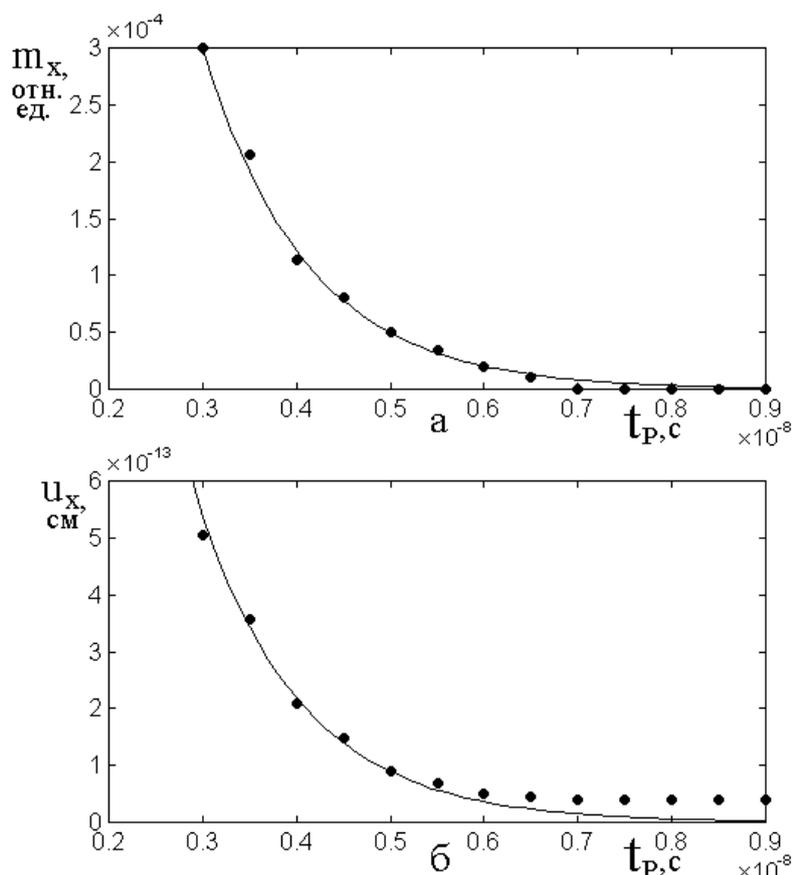


Рис. 5. Зависимость амплитуды магнитных (а) и упругих (б) колебаний от длительности импульса на границе его окончания.

Параметры намагниченности – те же, что на рис. 3.

Точки – результаты решения системы (1)-(9).

Линии построены по формулам: а – (10), б – (11).

Из рисунка видно, что обе зависимости спадают по экспоненте. При этом релаксация собственных колебаний для намагниченности прекращается при времени около $0.65 \cdot 10^{-8}$ с и колебаний для упругого смещения – при времени около $0.60 \cdot 10^{-8}$ с, после чего те и другие колебания становятся вынужденными и их амплитуда далее сохраняется. Амплитуда колебаний намагниченности спадает до уровня $0,01 \cdot 10^{-4}$ отн.ед., то есть около 300 раз, а амплитуда колебаний упругого смещения – до уровня $0.4 \cdot 10^{-13}$ см, то есть всего в 15 раз. Столь сильное различие обусловлено тем, что в вынужденном режиме условия колебаний намагниченности далеки от резонансных, так как их собственная частота определяется величиной намагниченности во время действия импульса, тогда как для упругих колебаний условия резонанса во время действия импульса сохраняются теми же, что и до него.

5. Влияние интенсивности импульса света на прецессию намагниченности

В приведенных выше материалах предполагалось, что за счет воздействия импульса света намагниченность насыщения уменьшалась в два раза (в числах: от 1750 Гс до 875 Гс).

Рассмотрим теперь те же данные при других вариантах изменения намагниченности. Ограничимся исследованием только динамической намагниченности, так как, согласно показанному выше, упругое смещение меняется аналогичным образом с сохранением частоты поля возбуждения, совпадающей с частотой упругого резонанса.

Для характеристики воздействия света введем вспомогательный параметр A_s , который назовем «степенью влияния света», который будет меняться от нуля до единицы. Так, при малом значении A_s , то есть при $A_s \ll 1$ действие света на намагниченность мало и ее значение сохраняется близким к исходной намагниченности насыщения, которая имеет место в отсутствии света. При близком к единице значении A_s , то есть при $A_s \approx 1$ действие света максимально, так что намагниченность насыщения стремится к нулю.

Частота свободной прецессии намагниченности в нормально намагниченной пластине в отсутствие света определяется формулой [23, стр.54, форм. (1.4.20)], [24, стр.34, форм. (1.99)]:

$$F_m = \gamma(H_0 - 4\pi M_0). \quad (12)$$

В случае изменения намагниченности под действием света эта формула принимает вид:

$$F_m = \gamma[H_0 - (1 - A_s)4\pi M_0]. \quad (13)$$

Легко видеть, что в отсутствие света, то есть при $A_s = 0$, частота прецессии определяется формулой (12) в чистом виде, а при наличии максимально сильно света, то есть при $A_s = 1$, формула (13) дает:

$$F_m = \gamma H_0. \quad (14)$$

Таким образом, при изменении степени влияния света A_s от 0 до 1 частота прецессии увеличивается от значения, определяемого формулой (12), до значения (14), то есть – чем сильнее свет, тем частота выше.

Заметим, что при рассмотрении развития колебаний во времени в графическом виде, удобнее измерять не частоту колебаний, а их период. При этом из формулы (13) получаем:

$$T_m = \frac{1}{F_m} = \frac{1}{\gamma [H_0 - (1 - A_s)4\pi M_0]}, \quad (15)$$

здесь – чем сильнее свет, тем период меньше.

Обратимся к рис. 6, где показаны зависимости периода T_m (а) и частоты F_m (б) колебаний намагниченности от степени влияния света A_s . Точки – результаты машинного эксперимента, выполненного на основе решения системы уравнений (1)-(9), в результате которого было получено развитие колебаний во времени, подобное представленному на рис. 3 и рис. 4. Сплошные линии построены по формулам:

$$T_m = \frac{0.1}{4.9 \cdot A_s + 2.8}; \quad (16)$$

$$F_m = 4.9 \cdot A_s + 2.8. \quad (17)$$

Можно видеть, что формула (16) представляет собой эмпирический вариант формулы (15). а формула (17) – эмпирический вариант формулы (13), полученные при параметрах: $\gamma = 2.8$ МГц Э⁻¹, $H_0 = 2750$ Э, $4\pi M_0 = 1750$ Гс, а параметр A_s меняется от 0 до 1.

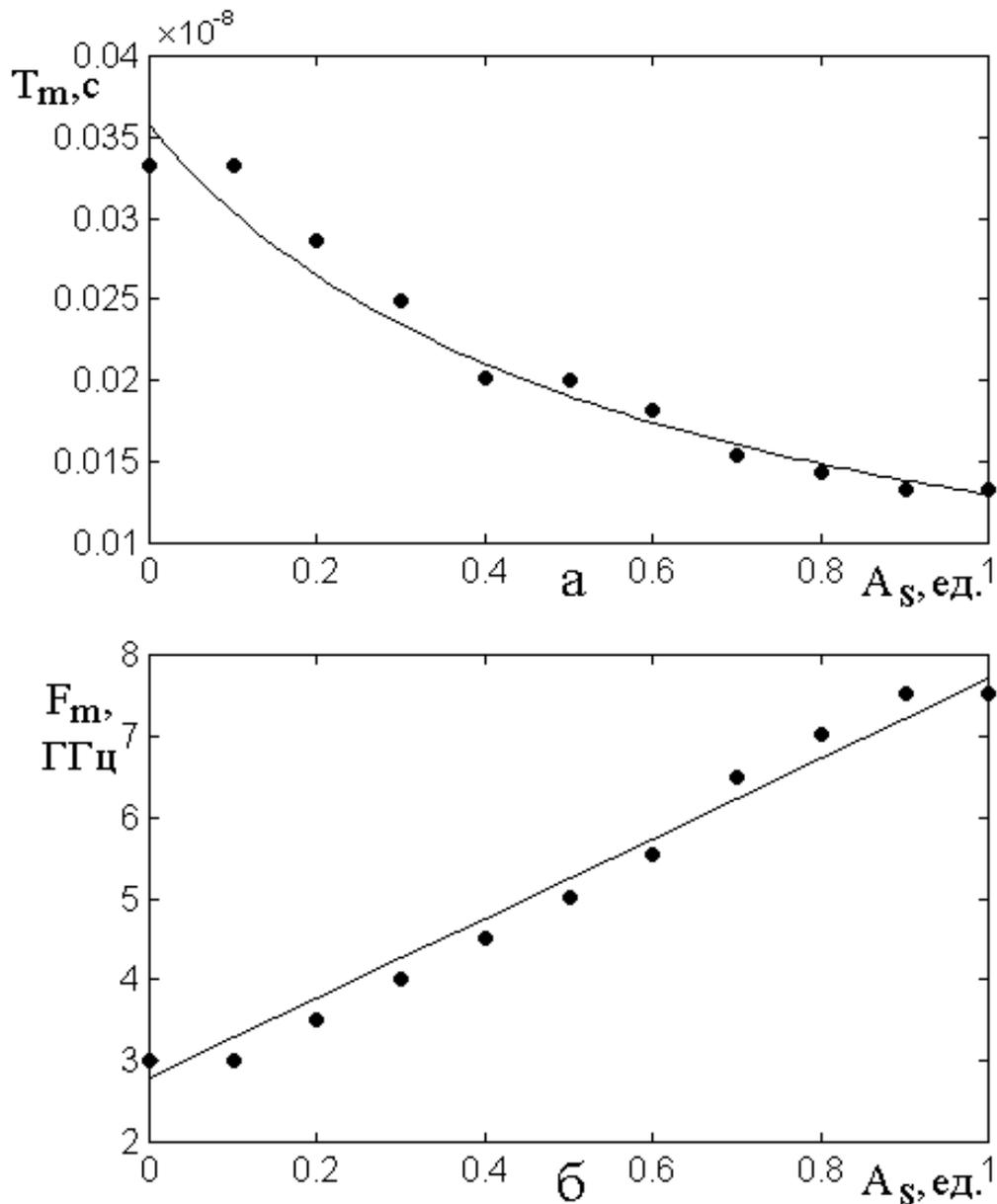


Рис. 6. Зависимости периода T_m (а) и частоты F_m (б) колебаний намагниченности от степени влияния света A_s .

Точки – результаты машинного эксперимента, линии построены по формулам: а – (16), б – (17).

Из рисунка видно, что расчетные значения (линии) совпадают с экспериментальными точками с точностью не хуже 10%, что говорит о достаточной корректности представленной эмпирической интерпретации.

При воздействии света той или иной интенсивности намагниченность может меняться в широких пределах – от нуля до максимума, соответствующего отсутствию света. Рассмотрим поведение прецессии намагниченности в этих условиях. Обратимся к рис. 7, где показано развитие во

времени колебаний намагниченности при двух различных значениях намагниченности насыщения.

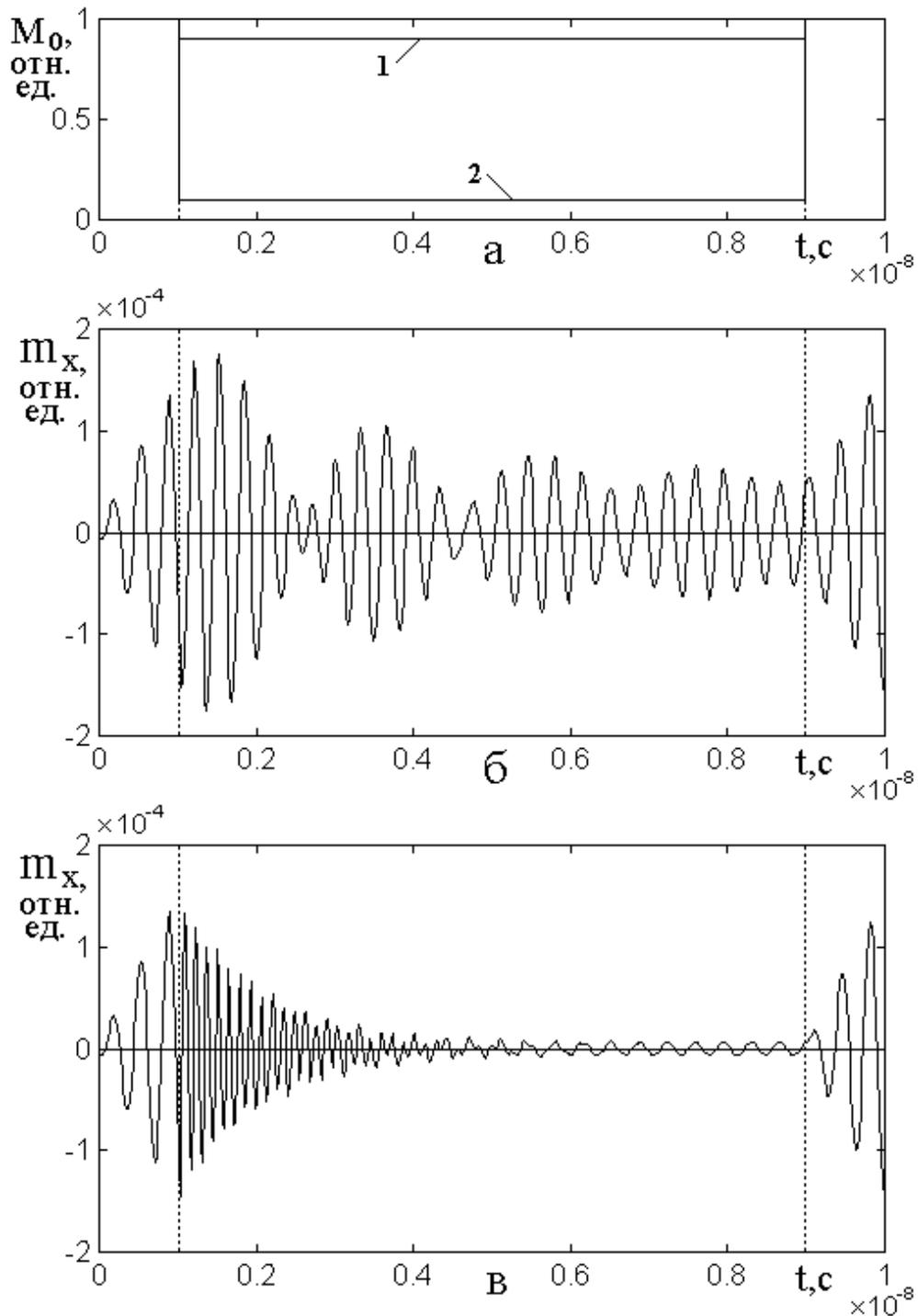


Рис. 7. Развитие во времени колебаний намагниченности (б, в) при двух различных значениях намагниченности насыщения (а).

1, б – $A_s = 0.1$ ($4\pi M_0 = 1575$ Гс, $H_0 - 4\pi M_0 = 1175$ Э);

2, в – $A_s = 0.9$ ($4\pi M_0 = 175$ Гс, $H_0 - 4\pi M_0 = 2575$ Э).

Интервал времени изменения намагниченности: от $0.1 \cdot 10^{-8}$ с до $0.9 \cdot 10^{-8}$ с.

На рис. 7а показана зависимость намагниченности насыщения от времени в интервале воздействия света. Кривая 1 соответствует низкой интенсивности света ($A_s = 0.1$), намагниченность уменьшается на 0.1 от начального значения, кривая 2 – высокой интенсивности света ($A_s = 0.9$), намагниченность составляет только 0,1 от начального значения.

Рис. 7б соответствует первому случаю (слабого света). Видно, что до начала воздействия света развитие прецессии происходит обычным путем с учетом релаксации. В момент падения намагниченности амплитуда прецессии все еще продолжает развиваться до момента времени около $0.15 \cdot 10^{-8}$ с, после чего спадает, образуя биения между собственной частотой и частотой возбуждения. Биения продолжаются во времени значительно (в несколько раз) больше времени релаксации, после чего колебания устанавливаются на постоянном уровне.

Рис. 7в соответствует второму случаю (сильного света). Правильная прецессия развивается только до времени начала воздействия света, после чего ее амплитуда резко обрывается, колебания принимают спадающий релаксационный характер, а период уменьшается, в соответствии с рис. 6а. Начиная со времени около $0.5 \cdot 10^{-8}$ с собственные колебания полностью прекращаются и намагниченность переходит в режим малоамплитудных вынужденных колебаний с частотой возбуждения.

6. Мультирежимный характер колебаний при малой длительности импульса

В проведенном выше рассмотрении везде предполагалось, что длина импульса света значительно превышает длительность одного периода свободных колебаний намагниченности. В то же время, значительное прикладное значение имеют более короткие импульсы, длительность которых сравнима или меньше периода свободных колебаний.

При заданных параметрах задачи (раздел 1) частота свободного ферромагнитного резонанса и совпадающая с ней частота резонансных упругих колебаний равна 2800 МГц, что соответствует периоду $3.57 \cdot 10^{-10}$ с, то есть 0.357 нс или 357 пс.

Рассмотрим далее ситуацию, когда длительность импульса света и соответственно продолжительность малого значения намагниченности насыщения равна периоду резонансных колебаний намагниченности и упругости, то есть $3.57 \cdot 10^{-10}$ с = $0.0357 \cdot 10^{-8}$ с. Будем считать, что начало импульса соответствует времени $0.3000 \cdot 10^{-8}$ с, а его окончание – времени $0.3357 \cdot 10^{-8}$ с.

В этом случае возможны три принципиально различных режима возбуждаемых колебаний, отличающиеся степенью уменьшения намагниченности от начального значения. Для простоты терминологии будем называть уровень намагниченности, уменьшенный во время действия импульса M_s – остаточной намагниченностью. В общем случае остаточная намагниченность определяется формулой:

$$M_s = M_0(1 - A_s), \quad (18)$$

где M_0 – исходная намагниченность насыщения в отсутствие импульса света, A_s – параметр, определяющий степень влияния света (раздел 5). В отсутствие импульса (то есть при $A_s = 0$) намагниченность не уменьшается, так что остаточная намагниченность M_s равна исходной M_0 . При значительной величине интенсивности импульса (то есть при $A_s \rightarrow 1$) остаточная намагниченность может упасть до нуля ($M_s \rightarrow 0$).

Кратко охарактеризуем интервалы существования режимов, начиная с большего значения остаточной намагниченности, полагая исходным уровень намагниченности 1750 Гс.

Режим №1 – стационарные колебания. Этот режим имеет место при величине остаточной намагниченности больше 10-15 Гс.

Режим №2 – нарушение стационарности. Этот режим имеет место при величине остаточной намагниченности меньше 10 Гс вплоть до значения 0.5 Гс.

Режим №3 – ударное возбуждение. Этот режим имеет место при величине остаточной намагниченности меньше 0.5 Гс.

Рассмотрим эти режимы по отдельности.

Режим №1 – стационарные колебания. Характерное для этого режима изменение намагниченности (а) и развитие колебаний во времени (б, в) показано на рис. 8.

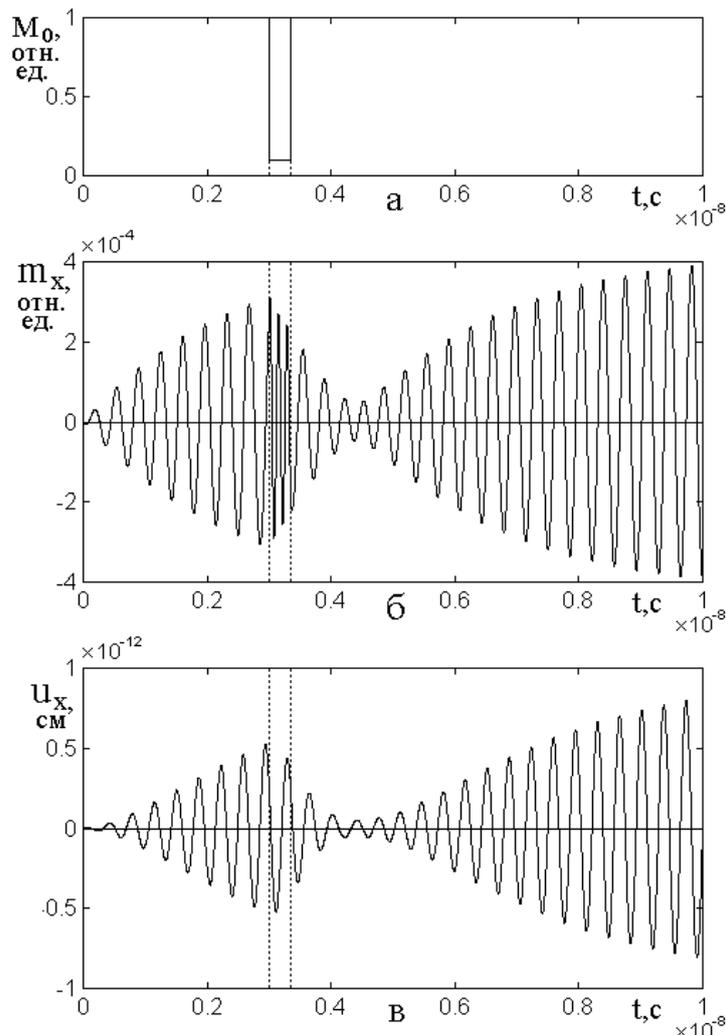


Рис. 8. Развитие во времени намагниченности насыщения (а), колебаний намагниченности (б) и упругого смещения (в). Параметр $A_S = 0.9$. Остаточная намагниченность $M_S = 175$ Гс. Остальные параметры – те же, что на рис. 3.

Из рис. 8б видно, что в течение действия импульса колебания намагниченности медленно убывают и имеют частоту значительно более высокую, чем исходная, что обусловлено малостью остаточной намагниченности и ростом частоты собственных колебаний в соответствии с формулой (13) до значения 7210 МГц, которая соответствует периоду $1.387 \cdot 10^{-10}$ с, так что на длительности импульса помещается 2.57 периода колебаний уменьшенной намагниченности. По окончании действия импульса, то есть с момента времени $0.3357 \cdot 10^{-8}$ с, частота колебаний намагниченности возвращается к исходному значению, а амплитуда еще некоторое время продолжает убывать, что связано с периодом собственной релаксации намагниченности. По достижении времени около $0.45 \cdot 10^{-8}$ колебания намагниченности снова начинают возрастать в соответствии с обычным процессом возбуждения.

Из рис. 8в видно, что колебания упругого смещения по амплитуде повторяют колебания намагниченности, однако частота их, в том числе во время действия импульса, всегда сохраняется, оставаясь равной частоте собственного упругого резонанса.

В пределе при достаточно большом времени (за пределами правого края рисунка) колебания намагниченности и упругого смещения становятся чисто вынужденными, их амплитуда сохраняется постоянной, а частот равняется частоте возбуждающего переменного поля, которая по принятым условиям задачи совпадает с частотами собственных ферромагнитного и упругого резонансов.

Режим №2 – нарушение стационарности. Характерное для этого режима изменение намагниченности (а) и развитие колебаний во времени (б, в), показаны на рис. 9.

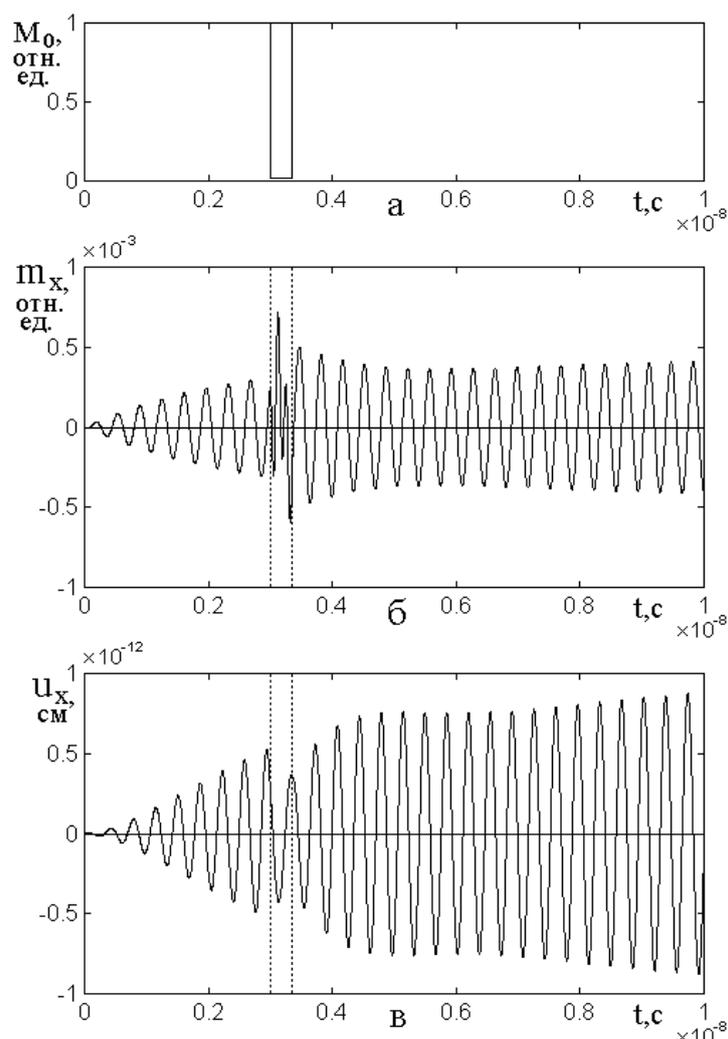


Рис. 9. Развитие во времени намагниченности насыщения (а), колебаний намагниченности (б) и упругого смещения (в). Параметр $A_S = 0.999$. Остаточная намагниченность $M_S = 1.75$ Гс. Остальные параметры – те же, что на рис. 3.

Из рис. 9б видно, что амплитуда колебаний намагниченности сразу же после начала действия импульса резко возрастает, достигая $7 \cdot 10^{-3}$ отн.ед. Из рис. 9в видно, что амплитуда колебаний намагниченности в тот же момент времени составляет всего $3 \cdot 10^{-4}$ отн.ед, то есть в этом режиме увеличение амплитуды составляет больше 20 раз (точнее – 23.3 раза). Однако теперь периодические колебания на протяжении действия импульса не развиваются, а имеют место только один-два резких выброса, интервал по времени между которыми близок к периоду колебаний в пределах импульса, наблюдаемых на рис. 8б, то есть около $1.387 \cdot 10^{-10}$ с. По окончании действия импульса, то есть со времени $0.3357 \cdot 10^{-8}$ с, частота колебаний намагниченности возвращается к

исходному значению, а амплитуда некоторое время продолжает убывать, что связано с периодом собственной релаксации намагниченности. Амплитуда меняется мало, постепенно убывая с $0.5 \cdot 10^{-4}$ отн.ед до $0.4 \cdot 10^{-4}$ отн.ед., после чего, начиная со времени около $0.8 \cdot 10^{-8}$ с колебания намагниченности становятся полностью регулярными, их период соответствует периоду возбуждения, а амплитуда стабилизируется на уровне $0.4 \cdot 10^{-4}$ с. Заметим, что этот уровень соответствует уровню стабильных колебаний при большом времени в режиме №1, к которому приближается амплитуда колебаний на рис. 8б.

Из рис. 9в видно, что характер колебаний упругого смещения по амплитуде близок к таковому в режиме №1 (рис. 8в), однако здесь провал по амплитуде происходит сразу в течение действия импульса, после чего амплитуда колебаний увеличивается в соответствии с характером релаксации, достигая стационарного значения около $0.9 \cdot 10^{-12}$ см, Заметим, что в этом случае амплитуда также близка к амплитуде в большом времени в режиме №1, которая в обоих случаях составляет около $0.8 \cdot 10^{-12}$ см. Частота упругих колебаний все время сохраняется равной частоте собственного резонанса и частоте возбуждения.

Режим №3 – ударное возбуждение. Характерное для этого режима изменение намагниченности (а) и развитие колебаний во времени (б, в) показано на рис. 10.

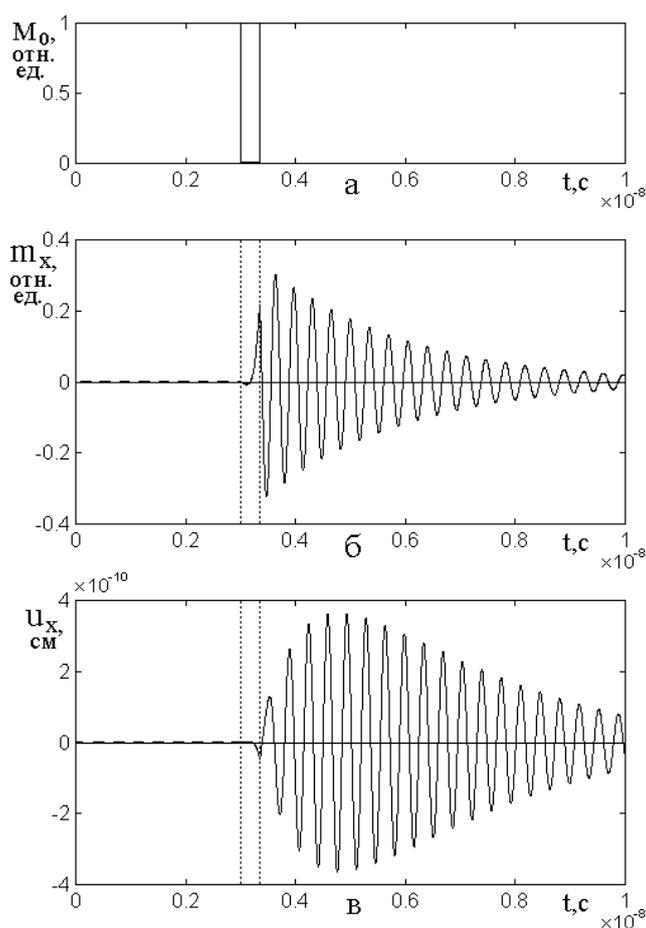


Рис. 10. Развитие во времени намагниченности насыщения (а), колебаний намагниченности (б) и упругого смещения (в). Параметр $A_s = 0.9999$. Остаточная намагниченность $M_s = 0.175$ Гс. Остальные параметры – те же, что на рис. 3.

Из рис. 10б видно, что амплитуда колебаний намагниченности, оставаясь до начала импульса (то есть до времени $0.3 \cdot 10^{-8}$ с) остается малой (подобной таковой в остальных режимах), а в течение действия импульса (то есть от времени $0.3 \cdot 10^{-8}$ с до времени $0.3357 \cdot 10^{-8}$ с) резко возрастает с $3 \cdot 10^{-4}$ отн.ед. до весьма большой величины 0.2 отн.ед., то есть сразу увеличивается почти на четыре порядка (точнее – в 670 раз). Затем в течение первого периода (через $0.0357 \cdot 10^{-8}$ с) дополнительно возрастает до величины 0.3 отн.ед., то есть по сравнению с первоначальной величиной возрастает на три порядка (в 1000 раз), после чего убывает в соответствии с релаксацией, в пределе стремясь к постоянному значению $4 \cdot 10^{-4}$ отн.ед, той же, что в других режимах. Частота

колебаний намагниченности сохраняется равной собственной частоте и частоте возбуждения.

Из рис. 10в видно, что колебания упругого смещения с момента окончания действия импульса (то есть со времени $0.3357 \cdot 10^{-8}$ с) развиваются в соответствии с механизмом перекачивания энергии магнитных колебаний в энергию упругих, возрастая до уровня $3.5 \cdot 10^{-10}$ см, то есть около 700 раз по сравнению со значением до начала импульса, после чего спадают в соответствии с характером релаксации, стремясь к установившемуся значению $0.8 \cdot 10^{-12}$ см, одинаковому для всех режимов. Частота упругих колебаний все время остается постоянной, равной собственной.

Рассмотрим теперь рис. 11, где показаны области существования различных режимов в последовательно следующих широких интервалах по остаточной намагниченности.

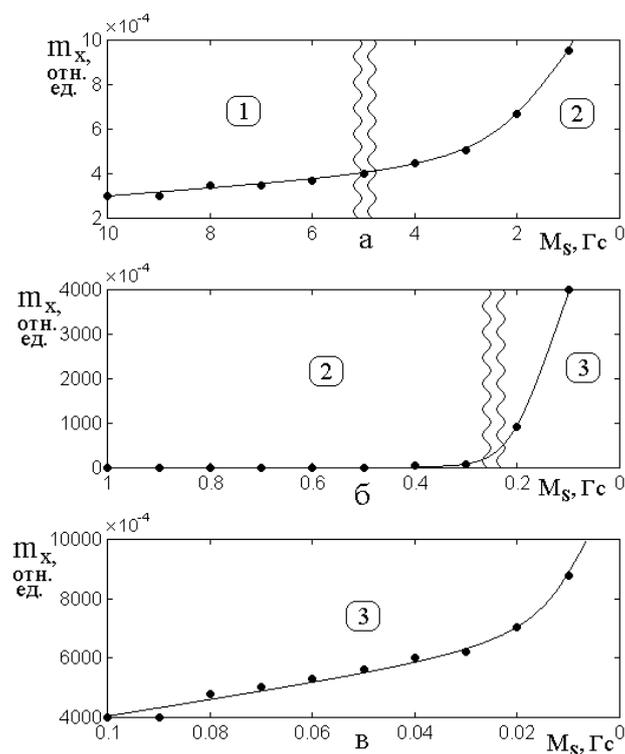


Рис. 11. Амплитуды колебаний намагниченности в начале действия импульса при различных значениях остаточной намагниченности.

а, б, в – последовательные интервалы значений остаточной намагниченности.

Цифрами в рамках обозначены области существования режимов. Границы между областями с различными режимами показаны вертикальными волнистыми линиями. Остальные параметры – те же, что на рис. 8, рис. 9, рис. 10.

Из рисунка видно, что области существования режимов распределены по остаточной намагниченности крайне неравномерно. Наиболее широкая область режима №1, область режима №2 – значительно уже, а область режима №3 – совсем узкая. Вследствие такой неравномерности при построении рисунка не удалось достаточно наглядно использовать логарифмический масштаб, а пришлось общий интервал изменения остаточной намагниченности разбить на три части, протяженность каждой из которых последовательно уменьшается на порядок. Для удобства сравнения амплитуды колебаний по вертикальной оси на всех эпюрах масштаб приведен к величине 10^{-4} . Из сопоставления рис. 11а и рис. 11в видно, что амплитуда колебаний динамической намагниченности при переходах между режимами меняется более чем на три порядка.

Из средней эпюры рис. 11(б) можно видеть, что при изменения остаточной намагниченности между значениями 0.3 Гс и 0.1 Гс амплитуда скачком увеличивается от 100 до 4000 отн.ед, то есть переход от режима №2 к режиму №3 имеет пороговый характер.

Замечание. Выполненное авторами настоящей работы подробное исследование этого участка изменения остаточной намагниченности резкого скачка не выявило и рост амплитуды всегда оставался довольно постепенным, а пороговый характер такого роста был обусловлен крайней узостью интервала изменения остаточной намагниченности при весьма значительном изменении амплитуды, то есть такой характер более уместно было бы назвать «квазипороговым».

Таким образом, важнейшим отличием режима №3 относительно первых двух является резкое скачкообразное увеличение амплитуды как магнитных, так и упругих колебаний, происходящее в результате воздействия импульса. Амплитуда скачком возрастает на три-четыре порядка, после чего спадает в соответствии с характером релаксации до уровня вынужденных колебаний.

Заметим, что относительно магнитных колебаний речь идет о росте амплитуды динамической части нормированной намагниченности, так что с учетом абсолютной величины возрастание будет не столь высоким, но все же достаточно большим – на два-три порядка.

7. Воздействие импульса большой длительности

В предыдущем рассмотрении (раздел 6) выявлены три различных режима колебаний намагниченности и упругого смещения, соответствующие различным интервалам значений остаточной намагниченности. Рассмотрение выполнено при длительности возбуждающего импульса равной периоду собственных колебаний намагниченности и упругого смещения, что позволило выделить режимы в наиболее простом виде.

Обратимся теперь к случаю более продолжительного импульса, длительность которого будет сравнима с временами релаксации магнитной и упругой систем.

На рис. 12 показано развитие во времени намагниченности насыщения (а), а также колебаний намагниченности (б, в, г) при трех различных значениях остаточной намагниченности, соответствующих трем основным режимам.

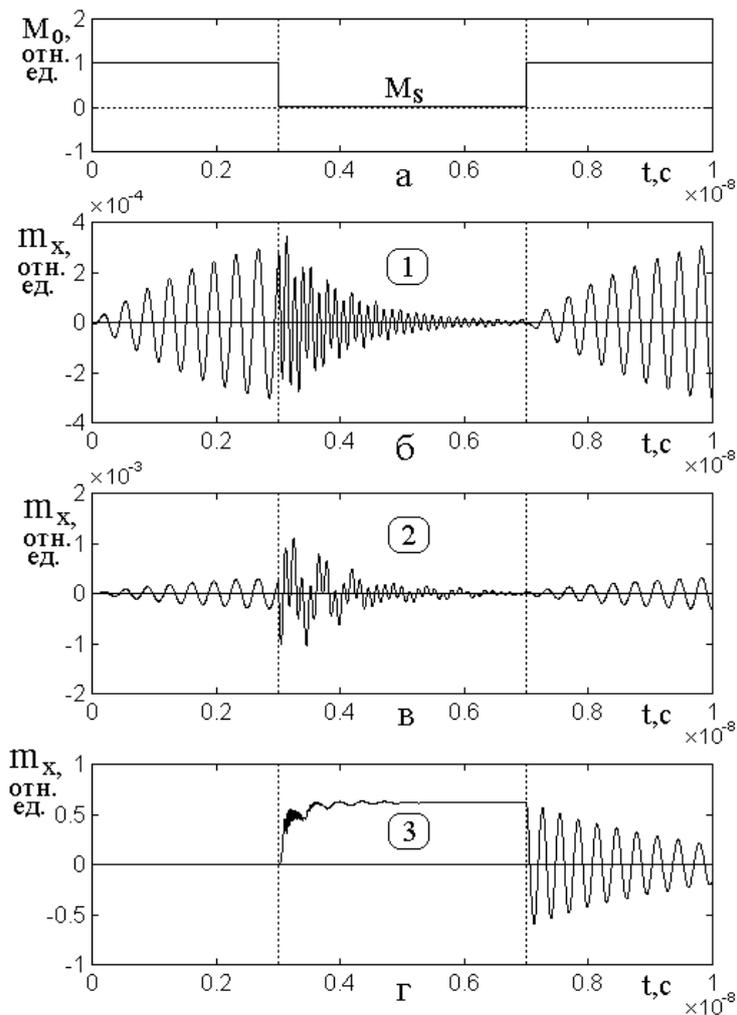


Рис. 12. Развитие во времени намагниченности насыщения (а), а также колебаний намагниченности (б, в, г) при трех различных значениях остаточной намагниченности, соответствующих трем основным режимам:

а – режим №1, $M_s = 8$ Гс; б – режим №2, $M_s = 0.6$ Гс;

в – режим №3, $M_s = 0.05$ Гс.

Цифры в рамках – номера режимов.

Остальные параметры – те же, что на рис. 8, рис. 9, рис. 10.

Импульс, схематически показанный на рис. 12а начинается в момент времени $0.3 \cdot 10^{-8}$ с и заканчивается в момент времени $0.7 \cdot 10^{-8}$ с, то есть имеет продолжительность $0.4 \cdot 10^{-8}$ с, что более чем на порядок превышает период собственных колебаний. Остаточная намагниченность импульса имеет три различных значения – 8 Гс, 0.6 Гс и 0.05 Гс, которые, как можно видеть из рис. 11, соответствуют трем различным режимам: первое – режиму №1, второе – №2 и третье – №3.

Колебания намагниченности, показанные на рис. 12б (режим №1) полностью аналогичны показанным на рис. 3б и рис. 8а, так что более подробно рассмотрены в разделах 3 и 6.

Колебания намагниченности, показанные на рис. 12в (режим №2) отличаются от представленных на рис. 9б более продолжительным развитием колебаний с малым периодом, причем здесь осевая линия этих колебаний испытывает синусоидальные затухающие колебания, период которых составляет около $0.06 \cdot 10^{-8}$ с, то есть примерно в два раза больше периода собственных колебаний. Эти колебания почти затухают при времени около $0.6 \cdot 10^{-8}$ с, после чего колебания намагниченности приобретают вынужденный характер.

Колебания намагниченности, показанные на рис. 12г (режим №3), в отличие от показанных на рис. 10б, не имеют периодического характера, а в течение всего времени действия импульса сохраняют постоянную величину, равную 0.6 отн.ед., после чего, то есть по окончании действия импульса, приобретают синусоидальный спадающий характер, аналогичный показанному на рис. 10б.

Можно говорить, что здесь имеет место особый режим, для которого свойственно сохранение почти постоянного значения намагниченности в плоскости пластины (рис. 12в), причем в нормированном выражении эта компонента намагниченности имеет значительную величину 0.6 отн.ед. Этот режим можно назвать режимом стабилизации плоскостной компоненты намагниченности. Из сопоставления с разделом 6 можно видеть, что этот режим является вариантов режима №3 для случая большой продолжительности импульса.

8. Режим стабилизации плоскостной компоненты намагниченности

Ввиду резкого отличия режима стабилизации плоскостной компоненты намагниченности от других, рассмотрим этот режим более подробно, для чего обратимся к рис. 13, где показано развитие во времени компонент намагниченности и упругого смещения в этом режиме.

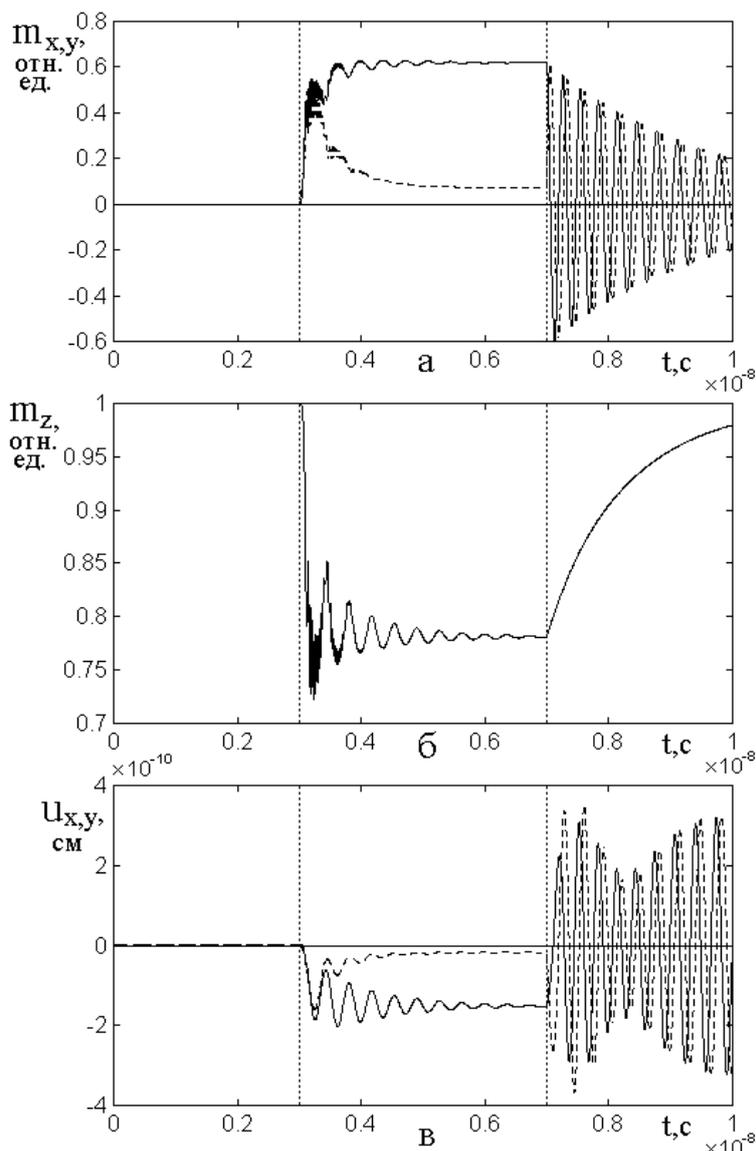


Рис. 13. Развитие во времени компонент намагниченности (а, б) и упругого смещения (в) в режиме №3, развития стабилизации плоскостной компоненты намагниченности.

Сплошные линии на эпюрах (а) и (в) – x -компоненты намагниченности и упругого смещения, пунктирные линии – y -компоненты тех же переменных.

Длительность импульса – от $0.3 \cdot 10^{-8}$ с до $0.7 \cdot 10^{-8}$ с.

Остаточная намагниченность $M_s = 0.05$ Гс.

Остальные параметры – те же, что на рис. 12.

Из рис. 13а видно, что стабилизация наблюдается для x и y компонент намагниченности на разных уровнях. Проверка показывает, что уровень той или другой компоненты зависит от уровня возбуждения переменного поля, причем при изменении уровня поля от значения 0.01 Э (раздел 1) в два-три раза в ту или иную сторону, уровни компонент m_x и m_z могут меняться в пределах от -0.6 до $+0.6$. При большем диапазоне возбуждения уровни m_x и m_z также меняются, никогда не выходя из отмеченных пределов. В соответствии с условием сохранения длины вектора намагниченности, при любом соотношении компонент m_x и m_z должно выполняться условие:

$$m_z = \sqrt{1 - (m_x^2 + m_y^2)}. \quad (19)$$

Так, из рис. 13а видно, что $m_x = 0.6$, $m_y = 0.1$, так что согласно формуле (19) получаем: $m_z = 0.79$. Из рис. 13б видно, что компонента m_z принимает именно это значение.

Из рис. 13в видно, что упругое смещение также следует характеру стабилизации, свойственное компонентам намагниченности. Как и на рис. 13а смещение u_x (сплошная линия) превышает смещение u_y (пунктирная линия), причем величина превышения имеет тот же порядок, что для компонент намагниченности.

Замечание. Из рис. 13 можно видеть, что режим стабилизации устанавливается во времени не сразу с началом действия импульса, а испытывает несколько небольших по амплитуде близких к синусоидальным затухающих колебаний. Кроме того, в самом начале установления имеется участок резких колебаний с весьма малым периодом, которые на рис. 13а и рис. 13б выглядят как «замазанные» сплошным черным тоном. Проверка показывает, что в этой области колебания имеют близкий к синусоидальному характер с периодом, по крайней мере, на один-два порядка меньшим периода собственных колебаний намагниченности и упругого смещения. Исследование

характера упомянутых явлений выходит за рамки настоящего рассмотрения, однако авторы полагают посвятить им отдельную работу.

9. Влияние магнитоупругого взаимодействия

В предыдущих разделах везде среда предполагалась обладающими магнитоупругими свойствами. Именно благодаря магнитоупругой связи магнитные колебания возбуждают упругие. Связь магнитной и упругой систем обеспечивается константой B_2 для железоиттриевого граната равной:
$$B_2(YIG) = 6.96 \cdot 10^6 \text{ эрг см}^{-3}.$$

Проверка показывает, что для рассматриваемых здесь явлений магнитоупругая связь имеет весьма большое значение. Обратимся к рис. 14, где показано развитие во времени колебаний намагниченности в условиях сохранения всех параметров, но при различных значениях константы магнитоупругого взаимодействия.

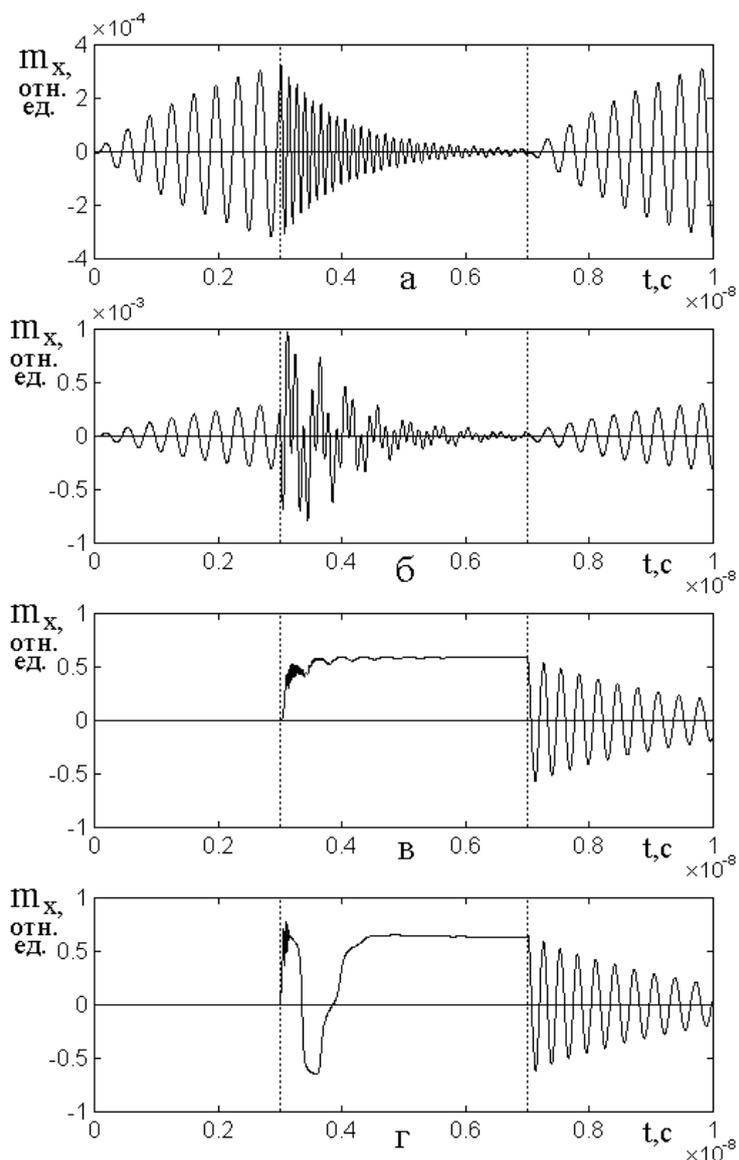


Рис. 14. Развитие во времени компонент намагниченности при различных значениях константы магнитоупругого взаимодействия:

а – $B_2 = 0.00 \cdot B_2(YIG)$; б – $B_2 = 0.25 \cdot B_2(YIG)$;

в – $B_2 = 1.00 \cdot B_2(YIG)$; г – $B_2 = 2.00 \cdot B_2(YIG)$,

где $B_2(YIG)$ – константа магнитоупругого взаимодействия для железиттриевого граната (раздел 1).

Длительность импульса – от $0.3 \cdot 10^{-8}$ с до $0.7 \cdot 10^{-8}$ с.

Остаточная намагниченность $M_s = 0.05$ Гс.

Остальные параметры – те же, что на рис. 12.

На рис. 14а показано развитие колебаний в отсутствие магнитоупругой связи. Видно, что в этом случае полностью реализуется режим №1 (раздел 6). То есть колебания до начала действия импульса развиваются обычным порядком на частоте возбуждения, совпадающей с собственной в соответствии

с режимом релаксации, а с момента включения импульса частота колебаний резко возрастает, а амплитуда падает до момента окончания импульса, где колебания снова начинают развиваться на частоте возбуждения с амплитудой, нарастающей в соответствии с характером релаксации.

На рис. 14б показано развитие колебаний в случае, когда величина магнитоупругого взаимодействия имеет небольшую величину, несколько меньшую, чем в железиттриевом гранате. Видно, что в этом случае реализуется режим №2 (раздел 6). То есть до начала действия импульса колебания развиваются обычным порядком, а в течение импульса их амплитуда уменьшается, частота увеличивается и центральная ось испытывает периодические затухающие осцилляции. После окончания импульса дальнейшее развитие колебаний происходит обычным порядком. Заметим, что амплитуда в этом режиме несколько (около трех раз) превышает амплитуду в отсутствие магнитоупругости (рис. 14в).

На рис. 14в показано развитие колебаний в случае, когда константа магнитоупругости равна таковой для железиттриевого граната. Здесь реализуется режим №3 (раздел 6) в состоянии стабилизации плоскостной компоненты намагниченности (раздел 7). Картина полностью соответствует приведенной на рис. 12г и более подробно обсуждена в разделе 7.

На рис. 14г показано развитие колебаний в случае, когда константа магнитоупругости превышает предыдущую в два раза. Видно, что реализуется тот же режим №3 (раздел 6), однако теперь плоскостная компонента намагниченности сразу после включения импульса испытывает спад, затем подъем и только после этого выходит на уровень плоскостной стабилизации, тот же, что на рис. 14в. Размах вверх-вниз плоскостной компоненты намагниченности во время спада и подъема остается равным ± 0.6 Гс, свойственной уровню стабилизации.

10. Интерпретация влияния магнитоупругости на формирование режима плоскостной стабилизации

Из рис. 14 в целом можно видеть, что магнитоупругое взаимодействие играет решающую роль в процессе плоскостной стабилизации, то есть именно оно обеспечивает выход вектора намагниченности из положения вдоль постоянного поля и отклонение этого вектора ближе к плоскости пластины.

Можно полагать, что здесь происходит процесс переориентации намагниченности, подобный описанному в работе [21], с той разницей, что там переориентация происходила при изменении постоянного поля, а здесь постоянное поле сохраняется, а меняется намагниченность.

В работе [21] показано, что магнитоупругое взаимодействие увеличивает поле ориентационного перехода.

В рассматриваемой здесь ситуации постоянное поле, будучи ориентированным перпендикулярно плоскости пластины, стремится повернуть вектор намагниченности к своему направлению, то есть установить его перпендикулярно плоскости пластины. В отсутствие магнитоупругого взаимодействия анизотропия формы пластины за счет поля размагничивания стремится повернуть вектор намагниченности в плоскость пластины. Ориентационный переход происходит тогда, когда внешнее поле становится настолько большим, что пересиливает действие анизотропии формы и выворачивает вектор намагниченности из плоскости пластины к своему направлению. Магнитоупругое взаимодействие увеличивает поле перехода, то есть стремится удержать вектор намагниченности в плоскости пластины.

Согласно [21], поле, стремящееся уложить намагниченность в плоскость, определяется выражением:

$$H_c^{(me)} = 4\pi M_0 + \frac{B_2^2}{M_0 c_{44}}. \quad (20)$$

Здесь первое слагаемое соответствует анизотропии формы, а второе – собственно магнитоупругому взаимодействию.

Переход произойдет тогда, когда поле $H_c^{(me)}$ превысит постоянное поле, перпендикулярное плоскости пластины. Если намагниченность насыщения M_0 достаточно велика (в большинстве материалов десятки и сотни Гс), то роль второго слагаемого в выражении (20) довольно мала (точные оценки приведены в работе [21]). В рассматриваемой здесь ситуации за счет действия импульса света остаточная намагниченность может достигать весьма малой величины, так что роль второго слагаемого в формуле (20) будет возрастать. В то же время, хотя второе слагаемое будет увеличиваться, то первое – уменьшаться, так что желаемый оптимум, то есть увеличение суммы при уменьшении намагниченности будет находиться где-то в условиях равновесия между обоими слагаемыми.

Покажем возможность роста поля $H_c^{(me)}$ при уменьшении намагниченности M_0 на примере простой модели. В обобщенном случае структуру формулы (20) относительно намагниченности можно представить в виде:

$$y = x + \frac{1}{x}, \quad (21)$$

где x – и играет роль намагниченности, а y – поля $H_c^{(me)}$. Зависимость y от x показана на рис. 15.

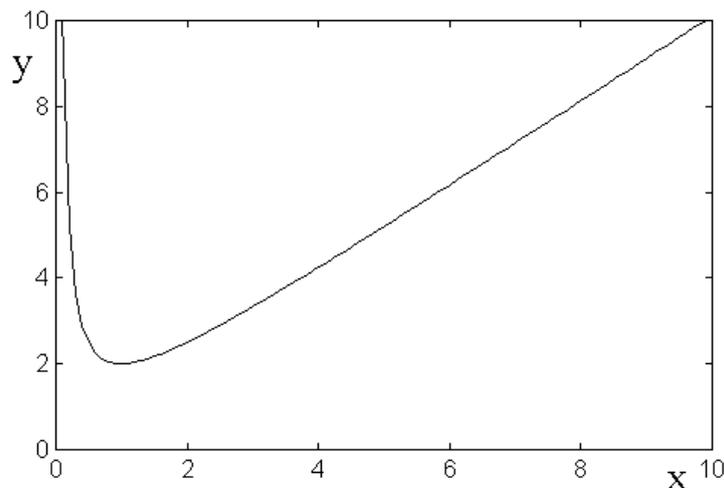


Рис. 15. Качественная модель представления зависимости поля магнитоупругого взаимодействия от величины намагниченности насыщения.

Из рис. 15 можно видеть, что при уменьшении намагниченности M_0 , после прохождения определенного минимума, поле $H_c^{(me)}$ может возрастать до весьма больших величин (в пределе стремится к бесконечности).

Таким образом, это поле может превысить значение перпендикулярного постоянного поля H_0 . Поскольку поле $H_c^{(me)}$ лежит в плоскости пластины, а поле H_0 перпендикулярно плоскости пластины, то при превышении первого над вторым может произойти ориентационный переход и вектор намагниченности ляжет в плоскость пластины. Такая ситуация и проявляется в рассматриваемой ситуации в качестве режима №3 (раздел 6).

Рассмотрим теперь ту же зависимость в количественном выражении. На рис. 16 представлены зависимости, подобные приведенным на рис. 15, построенные по формуле (20) при двух различных значениях константы магнитоупругого взаимодействия. Кривая 1 соответствует константе $B_2(YIG)$, кривая 2 – вдвое большему значению. Горизонтальная точечная линия соответствует постоянному полю, перпендикулярному плоскости пластины.

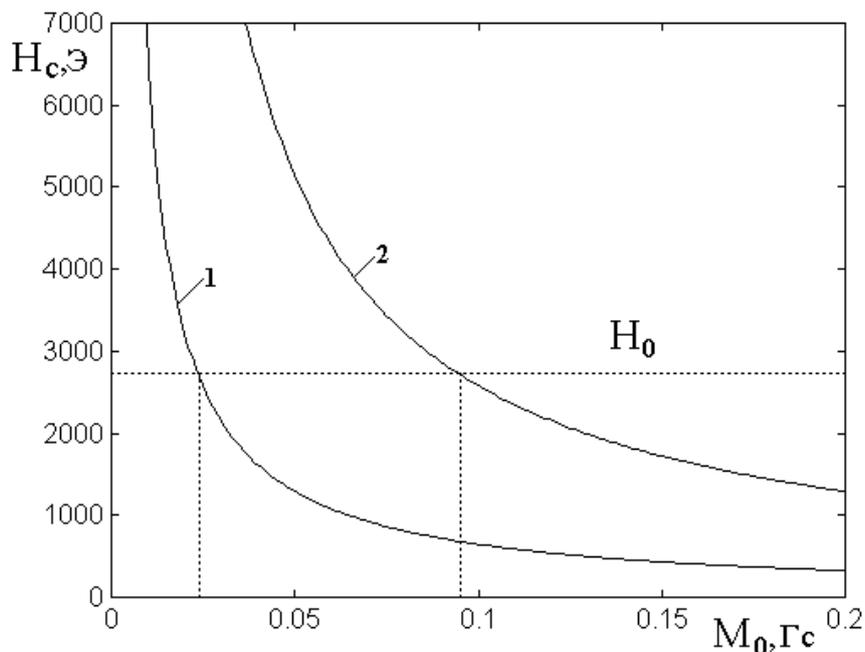


Рис. 16. Зависимость поля магнитоупругого взаимодействия от величины намагниченности насыщения при двух значениях константы магнитоупругого взаимодействия: 1 – $B_2 = B_2(YIG)$; 2 – $B_2 = 2 \cdot B_2(YIG)$.

Горизонтальная точечная линия соответствует полю $H_0 = 2750$ Э.

Остальные параметры – те же, что на рис. 12.

Из рисунка видно, что при достаточно малых значениях M_0 поле магнитоупругого взаимодействия может превышать внешнее постоянное поле, что обеспечивает условия ориентационного перехода, при котором намагниченность поворачивается к плоскости пластины. В первом случае такое значение намагниченности равно 0.022 Гс, во втором 0.092 Гс. Из сравнения с данными раздела 6 можно видеть, что первый случай как раз соответствует рассмотренным там условиям возбуждения режима №3. Таким образом, предложенная модель отражает наблюдаемые явления в достаточной степени.

Замечание: заметим, что проведенное здесь рассмотрение, хотя и достаточно наглядно иллюстрирует главенствующую роль магнитоупругого взаимодействия в формировании режима №3, но оно недостаточно проработано с аналитической стороны. То есть здесь необходимо проделать рассмотрение, аналогичное проведенному в работе [21], включающее в себя решение уравнения третьей степени, что авторы предполагают сделать в отдельной работе.

Заключение

Рассмотрена задача о воздействии сверхкороткого импульса света на магнитоупругую систему, намагниченность которой совершает вынужденное прецессионное движение. В качестве основного механизма рассматривается изменение намагниченности насыщения, вызванное действием света на спиновую систему. Отмечено, что при воздействии света намагниченность уменьшается, причем это уменьшение, благодаря малой инерционности спиновой системы, предполагается полностью синхронным с действием импульса света.

Геометрия задачи представляет собой ферритовую пластину, обладающую магнитоупругими свойствами, причем перпендикулярно плоскости пластины приложено постоянное магнитное поле, а в ее плоскости действие переменное поле, вызывающее прецессию намагниченности. Значение

постоянного поля и толщина пластины выбраны таким образом, чтобы обеспечить магнитный и упругий резонансы на частоте переменного поля. Свет падает перпендикулярно плоскости пластины и его действие сводится к уменьшению намагниченности насыщения.

В качестве первичного эталона рассмотрено развитие колебаний во времени при различных значениях намагниченности. Показано, что при уменьшении намагниченности в два раза амплитуда магнитных колебаний падает более чем на порядок, причем начальное их возбуждение сопровождается биениями, после чего амплитуда устанавливается на частоте возбуждения. Амплитуда упругих колебаний также уменьшается на порядок, а частота совпадает с частотой возбуждения.

Рассмотрено развитие прецессии намагниченности при воздействии импульса света. Показано, что до начала действия импульса развитие колебаний происходит по нарастающей в соответствии с характером релаксации. После начала воздействия импульса колебания намагниченности спадают также в соответствии с законом релаксации, а их частота увеличивается и становится равной частоте ферромагнитного резонанса при значении намагниченности, установившейся во время действия импульса. После окончания действия импульса колебания намагниченности развиваются нарастающим образом в соответствии с законом релаксации, после окончания которой устанавливаются на постоянном уровне с частотой, равной частоте возбуждения. Развитие упругих колебаний по амплитуде происходит сходным образом, а частота всегда остается постоянной, равной частоте возбуждения.

Рассмотрены характеристики спада амплитуды магнитных и упругих колебаний в момент окончания действия импульса. Отмечен экспоненциальный спад, близкий по характеру для обоих видов колебаний.

Рассмотрено влияние интенсивности импульса света на прецессию намагниченности. Введен параметр степени влияния интенсивности света, меняющийся от нуля до единицы. Показано, что по мере увеличения этого параметра частота колебаний намагниченности увеличивается в соответствии с

достигаемым значением намагниченности, то есть чем сильнее свет, тем частота выше.

Рассмотрено развитие прецессии намагниченности при различных значениях интенсивности света. Установлено, что при малой интенсивности колебания намагниченности происходят в виде медленно спадающих биений, а при большой сразу приобретают высокую частоту и спадают по экспоненте в соответствии с законом релаксации. При достаточной большой длительности импульса в обоих случаях биения затухают и спад амплитуды прекращается, а колебания устанавливаются при малой амплитуде на частоте возбуждения.

Выявлен мультирежимный характер колебаний намагниченности при малой длительности импульса, сравнимой с периодом сигнала возбуждения. Отмечены три режима:

Режим №1 – стационарные колебания. Этот режим имеет место при достаточно большой величине остаточной намагниченности, близкой к начальному значению. В этом режиме в течение действия импульса колебаний намагниченности имеют регулярный характер со спадающей амплитудой и частотой, определяемой значением намагниченности. Упругие колебания развиваются подобно магнитным, все время сохраняя частоту возбуждения.

Режим №2 – нарушение стационарности. Этот режим имеет место при средней величине остаточной намагниченности в несколько раз меньшей начального значения. В этом режиме в течение действия импульса регулярный характер колебаний нарушается, амплитуда слегка спадает и колебания выходят на стационарный режим с небольшой амплитудой на частоте возбуждения. Упругие колебания развиваются подобно магнитным, все время сохраняя частоту возбуждения.

Режим №3 – ударное возбуждение. Этот режим имеет место при крайне малой величине остаточной намагниченности, составляющей не более нескольких процентов от начального значения. В этом режиме колебания в течение импульса почти не развиваются, однако после окончания импульса развиваются весьма интенсивно, их частота равняется частоте возбуждения,

а амплитуда приближается к максимальной, определяемой полным значением намагниченности насыщения. Упругие колебания развиваются подобно магнитным, все время сохраняя частоту возбуждения, причем амплитуда их резко увеличивается более чем на порядок по сравнению с первыми двумя режимами.

Определены области существования различных режимов в последовательно следующих широких интервалах по остаточной намагниченности. Показано, что наиболее широкая область соответствует первому режиму, область существования второго режима на порядок меньше области первого, а область третьего – еще на порядок меньше области существования второго. То есть ширина области третьего режима на два-три порядка меньше ширины области первого, составляя от нее не более нескольких процентов.

Отмечено, что главным отличием режима №3 относительно первых двух является резкое скачкообразное увеличение амплитуды как магнитных, так и упругих колебаний, происходящее в результате воздействия импульса. Амплитуда скачком возрастает на три-четыре порядка, после чего спадает в соответствии с характером релаксации до уровня вынужденных колебаний.

Рассмотрено воздействие импульса большой длительности, в несколько раз превышающей величину периода колебаний возбуждения. Выявлен режим стабилизации плоскостной компоненты намагниченности, состоящий в сохранении плоскостной компоненты в течение продолжительности действия всего импульса. Отмечено, что этот режим является разновидностью режима №3, имеющей место в случае большой длительности импульса.

Установлена решающая роль магнитоупругого взаимодействия в формировании этого режима. На основе рассмотрения поля магнитоупругого взаимодействия в условиях ориентационного перехода показано, что при малой намагниченности насыщения поле магнитоупругости может превышать постоянное поле, перпендикулярное плоскости пластины, так что намагниченность отклоняется от нормали и приобретает положение, близкое к

плоскости пластины. Выполнена численная оценка такого перехода при различных значениях константы магнитоупругого взаимодействия. Показано, что переход происходит при значении остаточной намагниченности во время действия импульса, соответствующей стабилизации плоскостной компоненты намагниченности, то есть в режиме №3.

Приведены некоторые соображения, касающиеся дальнейшего развития работы.

Финансирование: Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им.В.А. Котельникова РАН.

Литература

1. Kirilyuk A., Kimel A.V., Rasing T. Ultrafast optical manipulation of magnetic order. // *Rev. Mod. Phys.* 2010. V.82. №3. P.2731-2784.
2. Bigot J.V., Vomir M. Ultrafast magnetization dynamics of nanostructures. // *Ann. Phys. (Berlin)*. 2013. V.525. №1-2. P.2-30.
3. Walowski J., Münzenberg M. Perspective: Ultrafast magnetism and THz spintronics. // *Journ. Appl. Phys.* 2016. V.120. №14. P.140901(16).
4. Every A.G. Measurement of the near-surface elastic properties of solids and thin supported films. // *Meas. Sci. Technol. (Measurement Science and Technology)*. 2002. V.13. P.R21-R39.
5. Ka Shen, Bauer G.E.W. Laser-induced spatiotemporal dynamics of magnetic films. // *Phys. Rev. Lett.* 2015. V.115. №19. P.197201(5).
6. Jäger J.V., et al. Picosecond inverse magnetostriction in galferol thin films. // *Appl. Phys. Lett.* 2013. V.103. №3. P.032409(5).
7. Jäger J.V., et al. Resonant driving of magnetization precession in a ferromagnetic layer by coherent monochromatic phonons. // *Phys. Rev. B.* 2015. V.92. №2. P.020404(5).
8. Dreher L., et al. Surface acoustic wave driven ferromagnetic resonance in nickel thin films: theory and experiment. // *Phys. Rev. B.* 2012. V.86. №13. P.134415(13).

9. Thevenard L., et al. Surface-acoustic-wave-driven ferromagnetic resonance in (Ga,Mn)(As,P) epilayers. // Phys. Rev. B. 2014. V.90. №9. P.094401(8).
10. Janusonis J., et al. Ultrafast magnetoelastic probing of surface acoustic transients. // Phys. Rev. B. 2016. V.94. №2. P.024415(7).
11. Janusonis J., et al. Transient grating spectroscopy in magnetic thin films: simultaneous detection of elastic and magnetic dynamics. // Scientific reports. 2016. 6:29143. P.1-10.
12. Chang C.L., et al. Parametric frequency mixing in a magnetoelastically driven linear ferromagnetic oscillator. // Phys. Rev. B. 2017. V.95. №6. P.060409(5).
13. Lomonosov A.M., et al. Magneto-elastic symmetry breaking with surface acoustic waves. // Proceedings of “The 7th International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics” (META-16 Malaga-Spain). ISSN 2429-1390. P.1-2.
14. Власов В.С., Макаров П.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Ориентационные характеристики возбуждения магнитоупругих волн фемтосекундным импульсом света. // Журнал радиоэлектроники. – 2017. – №. 6.
15. Власов В.С., Макаров П.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Колебания намагниченности в магнитоупругой среде при ударном воздействии упругого смещения. // Журнал радиоэлектроники. – 2018. – №. 4. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2018.4.3>
16. Beaurepaire E., Merle J.C., Daunois A., Bigot J.Y. Ultrafast spin dynamics in ferromagnetic nickel. // Phys. Rev. Lett. 1996. V.76. №22. P.4250-4253.
17. Koopmans B., et al. The paradoxical diversity of ultrafast laser-induced demagnetization reconciled. // Nature Materials. Supplementary Information. 2009. P.1-4.
18. Koopmans B., et al. Explaining the paradoxical diversity of ultrafast laser-induced demagnetization. // Nature Materials. 2010. V.9. №3. P.259-265. Published online: Nature Materials. Articles. 2009. P.259-265.

19. Власов В.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Электромагнитное излучение при ударном изменении намагниченности под действием фемтосекундного импульса света. // ПЖТФ. 2021. Т.47. №11. С.3-5.
20. Власов В.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Излучение электромагнитной волны из магнитной пленки при воздействии фемтосекундного импульса света. // Журнал радиоэлектроники. – 2020. – №. 6. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2020.6.14>
21. Власов В.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Нелинейная динамика установления намагниченности в ферритовой пластине с магнитоупругими свойствами в условиях ориентационного перехода. // РЭ. 2010. Т.55. №6. С.689-701.
22. Власов В.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Нелинейное возбуждение гиперзвука в ферритовой пластине при ферромагнитном резонансе. // РЭ. 2009. Т.54. №7. С.863-874.
23. Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. – М.: Наука. 1973.
24. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. – М.: Физматлит. 1994.

Для цитирования:

Асадуллин Ф.Ф., Плешев Д.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Ударное воздействие сверхкороткого импульса света на прецессию намагниченности в магнитоупругой системе. // Журнал радиоэлектроники. – 2024. – № 11. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2024.11.2>