

МИНОБРНАУКИ РОССИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САРАТОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ Н.Г.ЧЕРНЫШЕВСКОГО»

Кафедра нелинейной физики

Нутационные спиновые волны в ферромагнитных пленках

АВТОРЕФЕРАТ БАКАЛАВРСКОЙ РАБОТЫ

студентки 4 курса 4011 группы

направления

03.03.01 «Прикладные математика и физика»

института физики

Поликарповой Ольги Сергеевны

Научный руководитель
доцент кафедры физики
открытых систем, к.ф.-м.н.


_____ подпись, дата

А.В. Садовников

Заведующий кафедрой
нелинейной физики,
к.ф.-м.н., доцент


_____ подпись, дата

Е.Н. Бегинин

Саратов 2023 г.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время особый интерес вызывает возможность расширения частотного диапазона. Новым направлением в магноники являются нутационные спиновые волны, которые распространяются в терагерцовом диапазоне.

Дополнительное движение намагниченности - нутация, до недавнего времени считалось незначительным по сравнению с прецессией. Однако низкоамплитудные нутационные резонансы были обнаружены в терагерцовом магнитном поле в пленках NiFe и CoFeB при частоте около 0,5 ТГц и в пленках Co при 1-4 ТГц [1], а нутационное влияние на ферромагнитный резонанс было обнаружено в диапазоне 115-345 ГГц [1]. Поскольку неоднородная прецессия связана с обычными (прецессионными) спиновыми волнами, можно ожидать, что неоднородная нутация будет представлять собой нутационные спиновые волны.

Нутация обусловлена спиновой инерцией, что следует из квантовой теории Дирака [2, 3], показывающей, что спин-орбитальная связь высокого порядка ответственна за спиновую инерцию. С точки зрения классического лагранжева подхода, инерция возникает из-за неколлинеарности магнитного и углового момента [4]. Таким образом, что уравнение ИЛЛГ выведено в рамках различных теорий: классического лагранжева подхода [11], квантовой теории Дирака [3], теории неравновесной термодинамики [5], корреляционной моды [6] и модели поверхности Ферми [7]. Отметим, что происхождение спиновой инерции остается дискуссионной темой.

В данной работе задачами являются исследование динамики НПСВ, дисперсионные законы для разных параметров ферромагнитных пленок, их анализ, а также сравнение разных моделей, описывающих нутацию. Важность этой работы заключается в возможности расширения частотного диапазона систем обработки информационного сигнала с помощью спиновых волн и разработки приборов на принципах магноники.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Работа состоит из двух глав. В **главе 1** изложена теоретическая часть спиновых и нутационных волн.

Материалы, проявляющие магнитные свойства, можно классифицировать как диамагнетики, парамагнетики или ферромагнетики в зависимости от их реакции на приложение внешнего магнитного поля.

Когда к ферромагнетику прикладывается внешнее магнитное поле, материал становится сильно намагниченным в направлении приложенного магнитного поля (т.е. вещество сильно притягивается к магнитному полю). Они также способны сохранять свой магнитный момент при снятии внешнего поля. Это происходит благодаря эффекту обменного взаимодействия, который выравнивает магнитные моменты соседних спинов и таким образом предотвращает влияние теплового возбуждения на расположение атомов.

Поскольку многие ферромагнитные материалы магнитно анизотропны (это означает, что для намагничивания материала в одних направлениях требуется больше энергии), они имеют предпочтительное направление, в котором они намагничиваются. Это свойство в основном обусловлено спинорбитальным взаимодействием электронов и электрического поля, что приводит к вкладу первого порядка в магнитокристаллическую анизотропию. Вклад второго порядка возникает от взаимодействия магнитных диполей.

Многочисленные исследования спиновых волн в магнитных материалах раскрыли важные фундаментальные физические аспекты и привели к разработке серии устройств [8]. Традиционные спиновые волны в течение десятилетий рассматривались как пространственно неоднородная прецессия намагниченности. Они исследовались в ферромагнитных пленках [6], магнитных кристаллах [7], мультиферроидных структурах [9], а также в других материалах [10]. Эти волны могут быть возбуждены в линейном режиме с малым углом прецессии, если возбуждающее микроволновое поле существенно меньше, чем постоянное магнитное поле. Линейные спиновые

волны в магнитных пленках были всесторонне исследованы, было изучено возбуждение, распространение, интерференция, а также другие явления [16]. С другой стороны, сильное микроволновое возбуждение приводит к большому углу прецессии, что переводит спиновые системы в нелинейный режим.

Теоретически, динамика намагниченности, описываемая уравнением

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma_0 [\mathbf{M} \times \mathbf{H}]. \quad (1.1)$$

Уравнение (1.1) является консервативным процессом и не теряет энергию. Это означает, что \mathbf{M} будет двигаться по траекториям с постоянной энергией, называемым орбитами Стонера-Вольфарта, как показано на рис. 1 ниже. Однако на практике наночастица будет терять микроскопические доли энергии в окружающую среду. Чтобы учесть диссипацию энергии, Ландау и Лифшиц ввели затухающий момент, противодействующий прецессии. Таким образом, уравнение гиромангнитного движения превратилось в уравнение движения Ландау-Лифшица.

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma_0 \left[\mathbf{M} \times \mathbf{H} + \frac{\alpha}{M} \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}) \right], \quad (1.2)$$

где α - безразмерный параметр затухания.

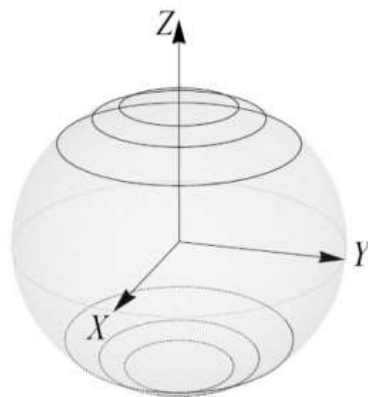


Рис. 1: Орбиты Стоунера-Вольфарта вдоль полярной положительной и отрицательной оси Z [6].

Нутационные спиновые волны изучаются с помощью расширенного уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта (ЛЛГ), к которому добавлен инерционный член. Этот член связан со спиновой инерцией, которая вводится для полной аналогии между спином и волчком. Действительно, классическое уравнение ЛЛГ хорошо описывает прецессию и запрещает нутацию, в то время как волчок демонстрирует как прецессионные, так и нутационные движения. Инерционное уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта (ИЛЛГ) имеет вид

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -|\gamma|\mathbf{M} \times \left[\mathbf{H}_{eff} - \frac{\alpha}{|\gamma|M_0} \left(\frac{d\mathbf{M}}{dt} + \frac{d^2\mathbf{M}}{dt^2} \right) \right], \quad (1.3)$$

где $\gamma = \frac{g\mu_B}{h}$ - гиромагнитное отношение, μ_B - магнетон Бора, g - g -фактор, μ_0 - проницаемость, \mathbf{M} - намагниченность с величиной M_0 , \mathbf{H}_{eff} - эффективное магнитное поле, α - гильбертовское затухание, η - инерционный параметр. Первый член в уравнении (1.3) описывает прецессию, второй член - релаксацию, а последний содержит производную по времени второго порядка производная по времени от намагниченности, которая напоминает динамику массивной частицы. Магнитный момент может быть сопоставлен со всеми этими членами (рис. 2). Видно, что нутация противоположна прецессии и происходит как небольшие осцилляции вокруг почти постоянного полярного угла.

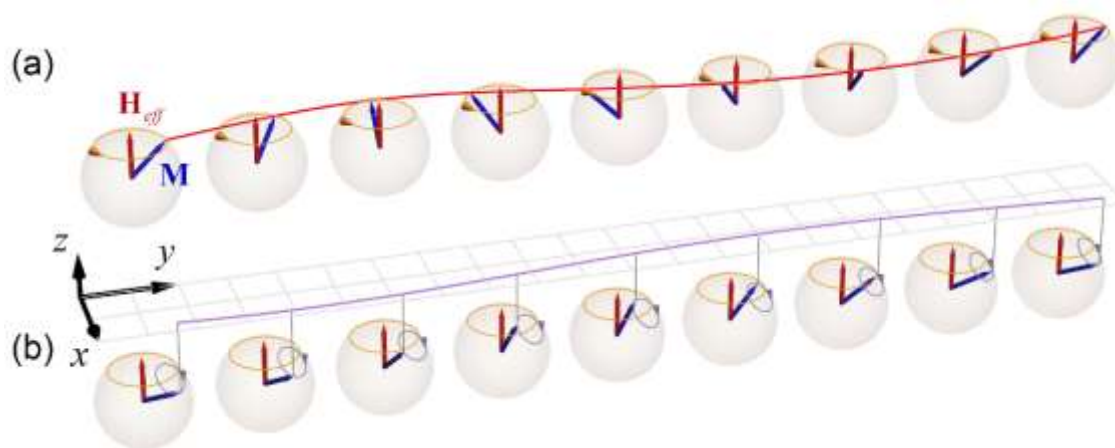


Рис. 2. (а) Прецессионная спиновая волна без инерции (красная кривая). Синяя стрелка указывает на движение намагниченности M в пленке. (б) Поверхностная спиновая волна нутации (фиолетовая кривая) с частотой, значительно превышающей частоту (а).

Уравнение ИЛЛГ было использовано для нахождения дисперсионной характеристики нутационных спиновых волн (НСВ). В это уравнение можно включить два различных взаимодействия, которые вызывают спиновые волны: обмен на коротких расстояниях и дальнедействующие диполь-дипольные взаимодействия. НСВ, обусловленные обменным взаимодействием, были теоретически предсказаны в спиновых цепочках Гейзенберга и в наноструктурах. Нутационные поверхностные спиновые волны управляемые диполь-дипольным взаимодействием, были исследованы в ферромагнитных пленках. Совсем недавно гибридизация электромагнитных волн и нутационных спиновых волн была изучена в ферромагнетиках. Эти результаты показывают, что дисперсионная характеристика НСВ возникает на частоте, равной η^{-1} , а дисперсионные ветви прецессионных и нутационных спиновых волн не пересекаются. Отсутствие пересечения означает, что нутация накладывается на прецессию и может рассматриваться как дополнительная степень свободы.

В главе 2 теоретически исследованы нутационный резонанс и нутационные спиновые волны.

Как было показано ранее, учет инерции особенно важен для объяснения высокочастотного резонанса, который можно наблюдать в спиновых системах. Недавно в работе учли инерцию в аналитическом решении уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта. Нутация представляет собой периодическое изменение наклона оси симметрии вращающегося объекта. Недавно была обнаружена нутация в ферромагнетиках. Поэтому динамику следует рассматривать в сочетании с прецессией намагниченности.

Известно, что связь между воздействием и откликом, которая включает эффекты прецессии, затухания и нутации, может быть описана инерционным уравнением Ландау-Лифшица-Гильберта (ИЛЛГ) [1]

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -|\gamma|\mathbf{M} \times \left[\mathbf{H}_{eff} - \frac{\alpha}{|\gamma|M_0} \left(\frac{d\mathbf{M}}{dt} + \frac{d^2\mathbf{M}}{dt^2} \right) \right], \quad (1.4)$$

где γ – гиромагнитное отношение, α – постоянная затухания Гильберта, а τ – время инерционной релаксации.

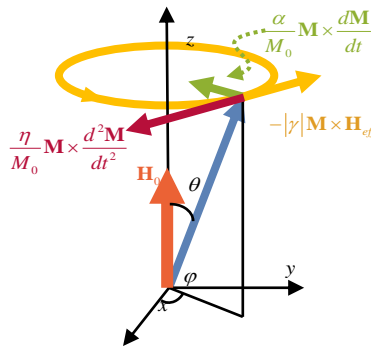


Рис. 3. Ориентация векторов в уравнении ИЛЛГ, [23].

Ферромагнитная пленка, магнитное поле и система координат показаны на рис. 4. Пленка толщиной L помещена во внешнее магнитное поле \mathbf{H}_0 достаточно сильное, чтобы обеспечить насыщение намагниченности пленки. Мы предполагаем, что возбуждающее магнитное поле мало $|\mathbf{h}| \ll |\mathbf{H}_0|$, и статический вектор намагниченности \mathbf{M}_0 и внешнее магнитное поле \mathbf{H}_0 направлены в одну сторону.

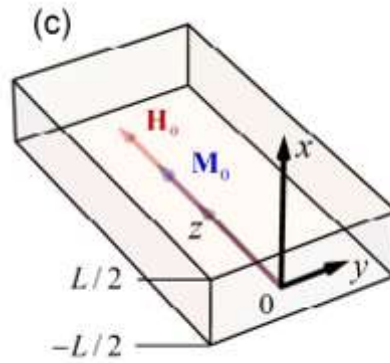


Рис. 4. Система координат ферромагнитной пленки.

Закон дисперсии нутационных спиновых волн существенно зависит от параметров ферромагнитных пленок. Рассмотрим влияние инерционного параметра η на кривые дисперсии для так называемой η – модели на основе спин-орбитального взаимодействия

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -|\gamma|\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M_0}\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} + \frac{\eta}{M_0}\mathbf{M} \times \frac{d^2\mathbf{M}}{dt^2}. \quad (1.5)$$

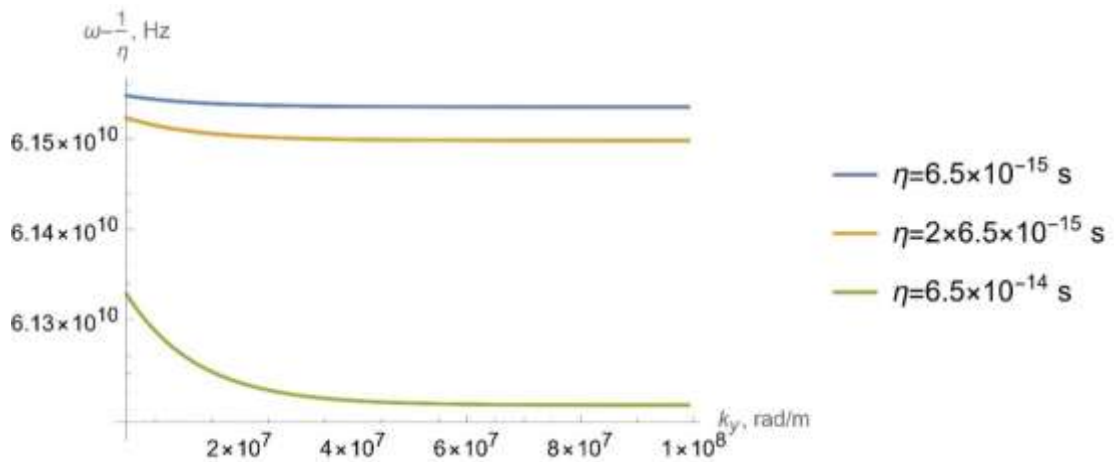


Рис. 5. Дисперсии для нутационных поверхностных спиновых волн для разных значений η .

Из рис. 5. видно, что при увеличении η кривые дисперсии спускаются ниже. Параметр инерционной релаксации отвечает за изменение частот волнового пакета при росте волнового числа k_y .

Теперь рассмотрим графики дисперсий для τ – модели (модель на основе эффекта памяти). Данная модель описывается уравнением

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -|\gamma|\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M_0}\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} + \frac{\alpha\tau}{M_0}\mathbf{M} \times \frac{d^2\mathbf{M}}{dt^2}, \quad (1.6)$$

в котором инерционный член имеет коэффициент $\alpha\tau$. Благодаря тому, что затухание входит в инерционный член, дисперсионные кривые нутационных волн в τ – модели отличаются от дисперсионных кривых в η – модели.

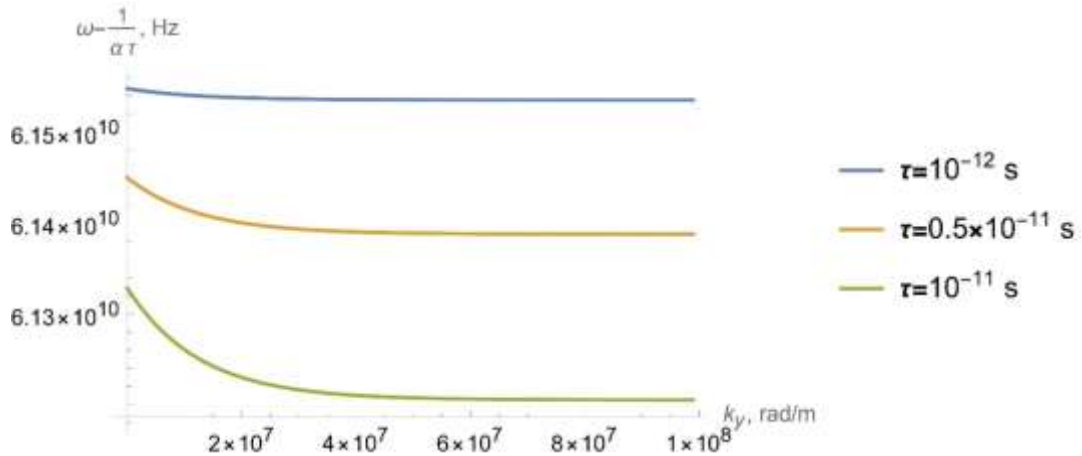


Рис. 6. Дисперсии для нутационных поверхностных спиновых волн для разных значений τ .

Из рис. 6. также видно, что при увеличении τ кривые дисперсии НПСВ смещаются вниз по частоте.

Теперь сравним η и τ – модель. Эти модели получены из уравнения ИЛЛГ, но в них разные члены, отвечающие за нутацию. Таким образом получается, что в τ – модели параметр затухания α входит дважды в уравнение ИЛЛГ, что приводит к разным решениям.

Для τ – модели с уравнением (1.6) получаются решения для прямых и обратных НПСВ (рис. 7. и рис. 8.).

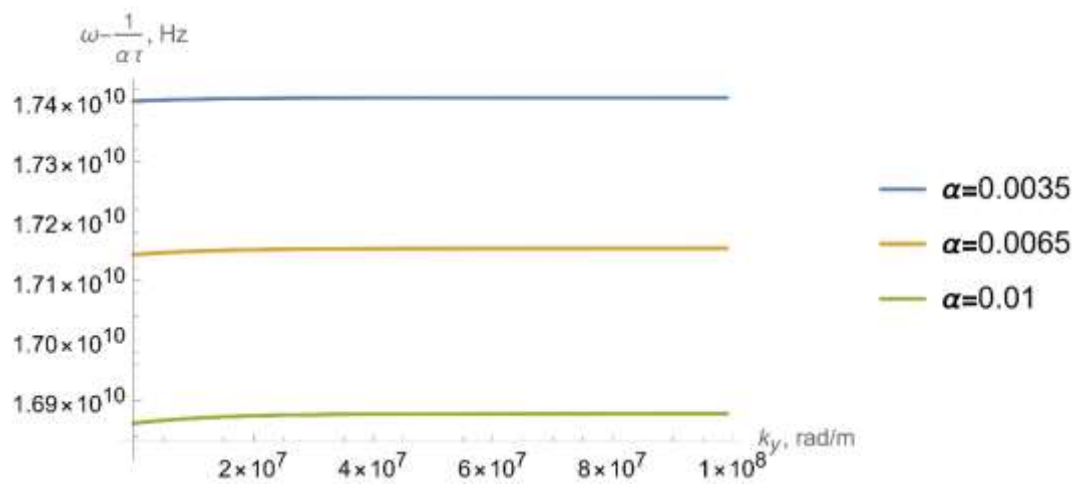


Рис. 7. Дисперсия прямых НПСВ в τ – модели.

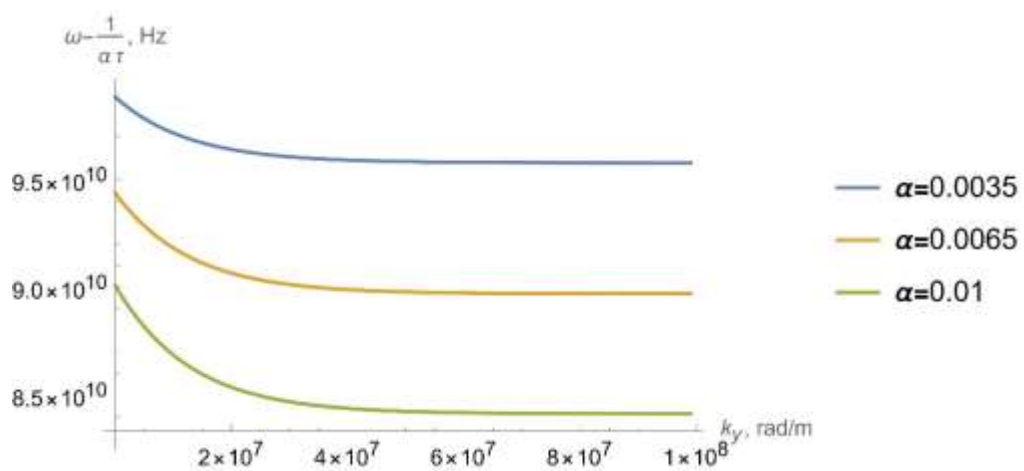


Рис. 8. Дисперсия обратных НПСВ в τ – модели.

Из-за того, что в η – модели параметр затухания α не входит в нутационный член, решение является вырожденным, а волны – обратными (рис. 9.).

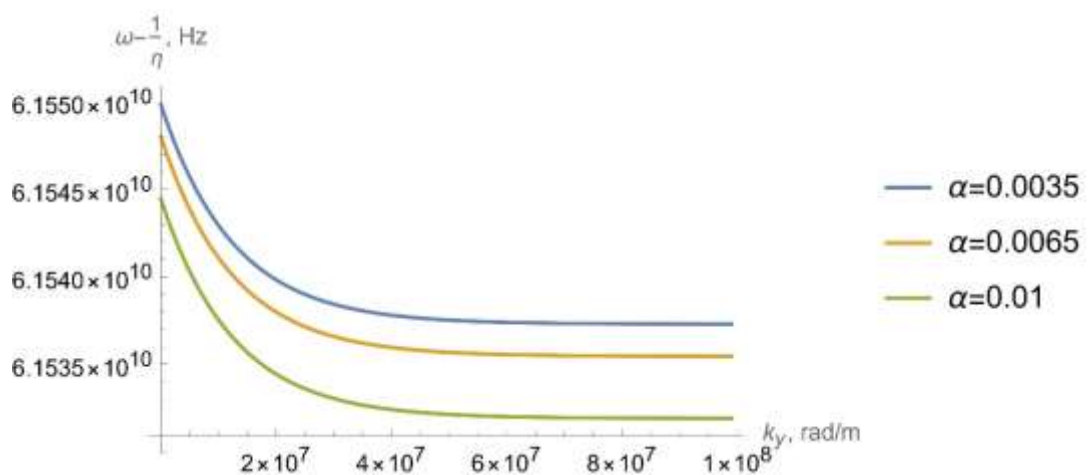


Рис. 9. Дисперсия обратных НПСВ в η – модели.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Учет инерционного воздействия интересен тем, что позволяет изучить новый эффект в спиновой динамике – нутацию. Нутация не только влияет на движение магнитных моментов, но и расширяет диапазон частот распространения спиновых волн.

В ходе исследования были изучены законы дисперсии в зависимости от изменения параметров инерции η и времени релаксации τ , из которых выявлена закономерность, что при увеличении значений параметров уменьшаются частоты НПСВ. Также было проведено сравнение η и τ – моделей уравнения ИЛЛГ, которые дают разные решения. Отличительная особенность в том, что для η – модели существуют решения только для обратных волн, а для τ – модели получаются решения как для прямых, так и для обратных НПСВ.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Cherkasskii M. A., Kalinikos B. A. Envelope solitons of electromagnetic spin waves in an artificial layered multiferroic //JETP letters. – 2013. – Т. 97. – С. 611-615.

[2] Olive E. et al. Deviation from the Landau-Lifshitz-Gilbert equation in the inertial regime of the magnetization //Journal of Applied Physics. – 2015. – Т. 117. – №. 21. – С. 213904.

[3] Kalinikos B.A. Excitation of propagating spin waves in ferromagnetic films // IEE proceedings. H, Microwaves, optics, and antennas. 1980. Vol. 127, — P. 4-10.

[4] Bar'yakhtar V. G., Ivanov B. A. The Landau-Lifshitz equation: 80 years of history, advances, and prospects //Low Temperature Physics. – 2015. – Т. 41. – №. 9. – С. 663-669.

[5] Cherkasskii M., Farle M., Semisalova A. Dispersion relation of nutation surface spin waves in ferromagnets //Physical Review B. – 2021. – Т. 103. – №. 17. – С. 174435.

[6] Gurevich A. G., Melkov G. A. Magnetization oscillations and waves. – CRC press, 1996.

[7] Kalinikos B. A., Slavin A. N. Theory of dipole-exchange spin wave spectrum for ferromagnetic films with mixed exchange boundary conditions //Journal of Physics C: Solid State Physics. – 1986. – Т. 19. – №. 35. – С. 7013.

[8] Stancil D. D., Prabhakar A. Quantum theory of spin waves //Spin Waves: Theory and Applications. – 2009. – С. 33-66.

[9] Damon R. W., Eshbach J. R. Magnetostatic modes of a ferromagnet slab //Journal of Physics and Chemistry of Solids. – 1961. – Т. 19. – №. 3-4. – С. 308-320.

[10] Damon R. W., Van De Vaart H. Propagation of magnetostatic spin waves at microwave frequencies in a normally-magnetized disk //Journal of Applied Physics. – 1965. – Т. 36. – №. 11. – С. 3453-3459.