

05;10

Возбуждение гиперзвука путем умножения частоты ферромагнитного резонанса в схеме магнитострикционного преобразователя

© В.Г. Шавров, В.И. Щеглов

Институт радиотехники и электроники РАН, Москва
E-mail: vshcheg@cplire.ru

Поступило в Редакцию 29 ноября 2015 г.

В применении к задаче повышения частоты гиперзвука, возбуждаемого магнитострикционным преобразователем, рассмотрена возможность умножения частоты за счет кратного увеличения собственной частоты упругого резонатора. Показано, что эффективное умножение возможно только на нечетных гармониках сигнала возбуждения. Для интерпретации наблюдаемого явления предложена модель нелинейного возбуждения за счет перемножения значений продольной и поперечной компонент намагниченности.

Гиперзвуковые колебания (с частотами до 100 GHz и более) находят широкое применение в дефектоскопии, микроскопии, биологии, исследованиях твердого тела и многих других областях. Столь разнообразная практика требует возбуждения гиперзвука на как можно более высоких частотах. Традиционными источниками возбуждения гиперзвука в диапазоне СВЧ являются пьезоэлектрические и магнитострикционные преобразователи [1,2].

Значительную эффективность при этом обеспечивает работа магнитострикционного преобразователя в условиях ферромагнитного резонанса (ФМР) [3,4]. Геометрия такого преобразователя представляет собой нормально намагниченную ферритовую пластину, что позволяет исключить параметрическое возбуждение обменных спиновых волн, ограничивающее мощность возбуждающего сигнала [5,6]. Такая геометрия в нелинейном режиме позволяет увеличить эффективность возбуждения в десятки раз [7,8].

Однако эти работы посвящены возбуждению гиперзвука на частоте ФМР, для реализации которого требуются магнитная система

и генератор СВЧ, конструкция и габариты которых с увеличением частоты усложняются, что мешает продвинуться таким преобразователям на частоты выше 2–3 GHz. В этом свете встает вопрос возбуждения гиперзвука на более высоких частотах с применением относительно низкочастотного генератора. Это можно сделать путем умножения частоты не в генераторе, а в самом магнитоотрицательном преобразователе. Возможности такого умножения и посвящена данная работа.

В качестве модели магнитоотрицательный преобразователь можно рассматривать как совокупность двух связанных резонаторов — магнитного и упругого [9,10]. Магнитный настроен на частоту возбуждения и находится в условиях ФМР, упругий настроен на частоту, в кратное число раз превышающую частоту ФМР, и находится в условиях упругого резонанса. Связь осуществляется за счет магнитоупругого взаимодействия, причем магнитный резонатор работает в сильно нелинейном режиме, обеспечивающем генерацию высокочастотных гармоник.

Основу преобразователя составляет нормально намагниченная ферритовая пластина [7]. Декартова система координат $Oxyz$ ориентирована таким образом, что плоскость Oxy совпадает с плоскостью пластины, а ось Oz ей перпендикулярна. Пластина имеет кубическую кристаллографическую симметрию, ребра элементарной ячейки которой совпадают с осями координат. Возбуждающее переменное поле приложено в плоскости пластины и имеет линейную поляризацию. В работе [7] показано, что задача о нелинейных колебаниях в такой геометрии сводится к системе из семи нелинейных дифференциальных уравнений первого порядка, решаемой методом Рунге–Кутты [11].

Для решения задачи выбраны параметры материала пластины, соответствующие железо-иттриевому гранату (ЖИГ) [4,12]: намагниченность $4\pi M_0 = 1750$ G, константа магнитоупругого взаимодействия $B_2 = 6.96 \cdot 10^6$ erg \cdot cm $^{-3}$, постоянная упругости $c_{44} = 7.64 \cdot 10^{11}$ erg \cdot cm $^{-3}$, плотность $\rho = 5.17$ g \cdot cm $^{-3}$. Параметр магнитного затухания Гильберта $\alpha = 0.01$, параметр упругого затухания $\beta = 10^7$ s $^{-1}$. Частота возбуждающего поля 2800 Hz, постоянное подмагничивающее поле, соответствующее ФМР на этой частоте 2750 Oe. Резонансная толщина пластины для этой частоты $d_{res} = 0.6865$ μ m. Для реализации умножения частоты эта толщина выбиралась в кратное число N раз меньшей: d_{rez}/N . Амплитуда переменного поля варьировалась от 0.01 до 1000 Oe. Развитие колебаний рассматривалось в чисто

вынужденном режиме после окончания процессов магнитной и упругой релаксации. Амплитуда колебаний умноженной частоты выделялась с помощью анализа Фурье [11].

В рассматриваемых условиях за счет линейной поляризации возбуждающего поля намагниченность прецессирует по эллипсу, в результате чего z -компонента намагниченности колеблется с удвоенной частотой. На этом эффекте основано удвоение частоты ФМР, лежащее в основе ряда СВЧ-устройств [12,13]. Однако удвоение частоты возбуждаемого гиперзвука в этом случае не происходит, так как продольная компонента намагниченности с упругой сдвиговой модой по толщине пластины не взаимодействует [7].

Однако умножение с более высокими кратностями возможно, что и будет показано далее. Такое умножение иллюстрируется рис. 1, где показаны развертки во времени магнитных (a) и упругих (b, c) колебаний на третьей (b) и пятой (c) гармониках частоты возбуждения. Из рис. 1, b видно, что при умножении частоты на 3 третья гармоника в суммарном колебании значительно преобладает. Так, полная амплитуда составляет $4.74 \cdot 10^{-10}$ см, а амплитуда третьей гармоники — $4.17 \cdot 10^{-10}$ см, т.е. ее вклад равен 88%. При умножении частоты на 5 (рис. 1, c) подобные цифры равны соответственно $0.694 \cdot 10^{-10}$ см, $0.374 \cdot 10^{-10}$ см, т.е. вклад равен 54%. Проверка показывает, что z -компонента намагниченности колеблется с двойной частотой, а умножение частоты на 2 и 4 полностью отсутствует (до тысячных долей процента). Такое поведение умножения частоты говорит о более сложном механизме нелинейности, чем генерация гармоник за счет степенной функции. Рассмотрим природу этого механизма.

В [7] показано, что исходную задачу для упругого смещения можно свести к сумме двух задач, первая из которых содержит однородное уравнение с неоднородными граничными условиями, а вторая — неоднородное уравнение, граничные условия для которого однородны. Такое уравнение для x -компоненты имеет следующий вид [7, формула (53)]:

$$\frac{\partial^2 v_x}{\partial t^2} + 2\beta \frac{\partial v_x}{\partial t} + \frac{c_{44}\pi^2}{\rho d^2} v_x = \frac{4B_2 d}{c_{44}\pi^2} \left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} (m_x m_z) + 2\beta \frac{\partial}{\partial t} (m_x m_z) \right], \quad (1)$$

где v_x — x -компонента упругого смещения, $m_{x,z}$ — нормированные компоненты вектора намагниченности. Уравнение для y -компоненты аналогично с заменой x на y . Согласно этому уравнению, вынуждающей

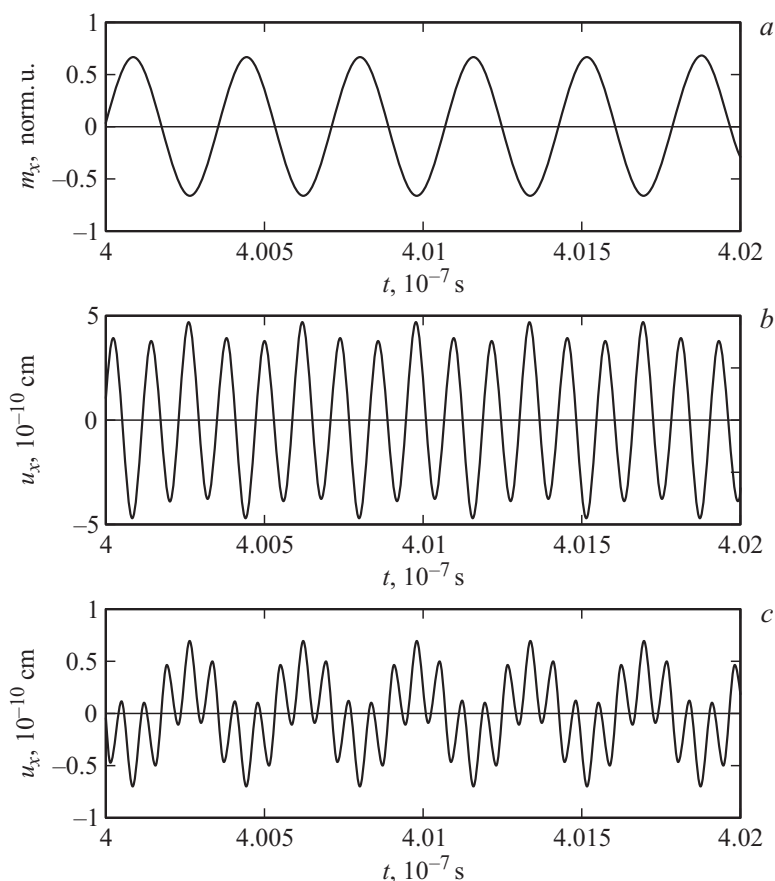


Рис. 1. Развертки во времени x -компоненты магнитных (a) и упругих (b, c) колебаний на третьей (b) и пятой (c) гармониках частоты возбуждения. Толщина пластины равна: b — $0.2288 \mu\text{m}$ ($N = 3$), c — $0.1373 \mu\text{m}$ ($N = 5$), амплитуда переменного поля — 500 Oe .

силой по отношению к упругим колебаниям v_x является произведение компонент намагниченности $m_x m_z$ (или $m_y m_z$ относительно v_y).

Выражая m_z через $m_{x,y}$ с учетом постоянства длины вектора намагниченности, подставляя в $m_x m_z$, $m_y m_z$ и разлагая полученное

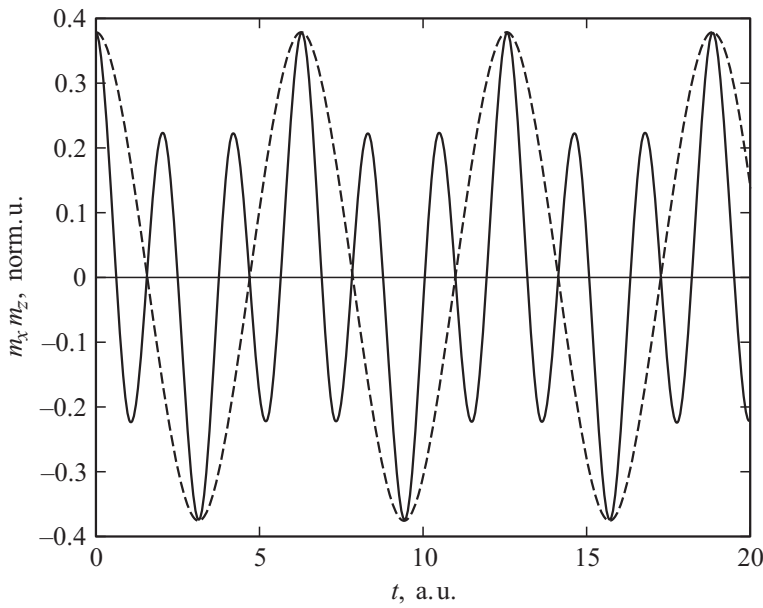


Рис. 2. Развертка во времени колебаний, соответствующих формулам (3) — пунктирная линия и (4) — сплошная линия. Масштаб по горизонтальной оси — условный.

произведение в ряд Тейлора, получаем

$$m_x m_z = m_x - \frac{1}{2} m_x^3 - \frac{1}{2} m_x m_y^2 - \frac{1}{8} m_x^5 - \frac{1}{8} m_x m_y^4 - \frac{1}{4} m_x^3 m_y^2 \quad (2)$$

и аналогичное выражение с заменой x на y .

Учтем далее, что компоненты прецессии m_x и m_y смещены относительно друг друга по фазе на $\pi/2$, т.е., полагая $m_x = m_{0x} \cos(\omega t)$ и $m_y = m_{0y} \sin(\omega t)$, а также пользуясь формулами преобразования произведения тригонометрических функций [14], можно видеть, что в разложении вида (3) присутствуют члены, содержащие только тройную и пятикратную частоты, тогда как удвоенная и учетверенная — отсутствуют.

При равенстве амплитуд обеих компонент, т.е. $m_{0x} = m_{0y} = m_0$, что имеет место при круговой поляризации, все выражение (2) сводится

к следующему:

$$m_x m_z |_{m_{0x}=m_{0y}} = \frac{3}{8} m_0 \cos(\omega t). \quad (3)$$

Однако в случае линейной поляризации амплитуды компонент намагниченности различны, т.е. $m_{0y} = a m_{0x}$, где $a \neq 1$. Контрольная проверка показывает, что при поляризации переменного поля вдоль оси Oy величина $a = 1.5$, откуда из (2) получаем

$$m_x m_z = 0.1162 \cos(\omega t) + 0.2710 \cos(3\omega t) - 0.0122 \cos(5\omega t). \quad (4)$$

Можно видеть, что здесь амплитуда третьей гармоники в 3 раза превышает амплитуду основной частоты, а амплитуда пятой — в 10 раз меньше амплитуды основной. Составляющие второй и четвертой гармоник отсутствуют.

Соотношение между формулами (3) и (4) иллюстрируется рис. 2, где пунктирная линия соответствует формуле (3), а сплошная — формуле (4). Видно, что в случае неравенства амплитуд компонент намагниченности в суммарных колебаниях присутствует сильная составляющая тройной частоты, в случае их равенства отсутствующая.

Таким образом, согласно уравнению (1), для упругих колебаний возбуждающей силой являются третья и пятая гармоники исходной частоты. Необходимым условием при этом является различие амплитуд поперечных компонент намагниченности, что обеспечивается линейной поляризацией поля возбуждения.

Работа выполнена при финансовой поддержке за счет гранта Российского научного фонда (проект № 14-22-00279).

Список литературы

- [1] *Кикучи Е.* Ультразвуковые преобразователи. М.: Мир, 1972.
- [2] *Голямина И.П.* // Физика и техника мощного ультразвука. Кн. 1. Источники мощного ультразвука. М.: Наука, 1967.
- [3] *Comstock R.L., LeCraw R.C.* // J. Appl. Phys. 1963. V. 34. N 10. P. 3022–3025.
- [4] *Ле-Кроу Р., Комсток Р.В.* // Физическая акустика. Т. 3Б. Динамика решетки / У. Мэзон (ред.): М.: Мир. 1968. С. 156–243.
- [5] *Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Темиряев А.Г., Тихомирова М.П.* // РЭ. 1999. Т. 44. № 10. С. 1262–1268.

- [6] Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Темирязов А.Г., Тихомирова М.П. // ФТТ. 2000. Т. 42. № 6. С. 1062–1067.
- [7] Власов В.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И. // РЭ. 2009. Т. 54. № 7. С. 863–874.
- [8] Власов В.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И. // РЭ. 2014. Т. 59. № 5. С. 482–497.
- [9] Власов В.С., Иванов А.П., Шавров В.Г., Щеглов В.И. // РЭ. 2015. Т. 60. № 1. С. 79–91.
- [10] Власов В.С., Иванов А.П., Шавров В.Г., Щеглов В.И. // РЭ. 2015. Т. 60. № 3. С. 297–310.
- [11] Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука, 1973.
- [12] Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. М.: Физматлит, 1994.
- [13] Ферриты в нелинейных сверхвысокочастотных устройствах / Сб. статей под ред. А.Г. Гуревича. М.: ИЛ, 1961.
- [14] Двайт Г.Б. Таблицы интегралов и другие математические формулы. М.: Наука, 1973.