

06;09;12

Гигантское магнитосопротивление сверхрешеток железо/хром на сверхвысоких частотах

© В.В. Устинов, А.Б. Ринкевич, Л.Н. Ромашев, Д.В. Перов

Институт физики металлов УрО РАН,
620219 Екатеринбург, Россия
e-mail: rin@imp.uran.ru

(Поступило в Редакцию 21 июля 2003 г.)

Рассмотрено взаимодействие высокочастотного электромагнитного поля с образцом сверхрешеток Fe/Cr, размещенном в прямоугольном волноводе так, что реализуется протекание высокочастотного тока в плоскости слоев сверхрешетки. На частотах сантиметрового диапазона определена зависимость коэффициента передачи от напряженности магнитного поля и установлена корреляция этой зависимости с полевой зависимостью магнитосопротивления, измеренного на постоянном токе. Показано, что наблюдаемые изменения коэффициента передачи могут по величине значительно превосходить гигантское магнитосопротивление сверхрешетки. Частотная зависимость микроволновых изменений имеет осцилляционный характер. Частоты осцилляций проанализированы с использованием вейвлетного преобразования, и установлено, что существуют две серии периодов, один из которых соответствует резонансу волн, бегущих вдоль сверхрешетки в направлении, параллельном узкой стороне волновода.

Введение

Магнитные металлические сверхрешетки — это пленочные наноструктуры, состоящие из чередующихся слоев ферромагнитного и „немагнитного“ металлов. Они считаются перспективными материалами для микро- и наноэлектроники благодаря характерному для них эффекту гигантского магнитосопротивления, заключающемуся в значительном (на десятки процентов) уменьшении электросопротивления при наложении магнитного поля. Физическая природа этого эффекта связана с зависимостью рассеяния электронов проводимости от направления спина. Наибольшее различие вероятности этого рассеяния характерно для двух случаев взаимной ориентации магнитных моментов соседних ферромагнитных слоев: параллельной и антипараллельной. Если в отсутствие внешнего магнитного поля магнитные моменты соседних ферромагнитных слоев в сверхрешетке упорядочены относительно друг друга антипараллельно (антиферромагнитно), а при намагничивании они выстраиваются параллельно, то это приводит к изменению рассеяния электронов проводимости и, как следствие, к значительному уменьшению электросопротивления. Впервые это явление экспериментально было обнаружено на сверхрешетках Fe/Cr в 1988 г. и получило название „гигантский магниторезистивный эффект“ (ГМРЭ) [1].

Существенное развитие исследования магниторезистивных свойств металлических сверхрешеток получили при использовании высокочастотных (микроволновых) методов. Эти методы, позволяя осуществить различную ориентацию высокочастотного электрического поля по отношению к плоскости пленки, дают возможность достаточно просто реализовать протекание тока как вдоль, так и поперек слоев сверхрешетки. В последнем варианте спин-зависящее рассеяние электронов проводи-

мости, а следовательно и ГМРЭ, проявляется наиболее полно. Важной особенностью при этом является то, что пропускание тока через образец осуществляется бесконтактным способом, что и делает эти методы перспективными в исследованиях металлических наноразмерных объектов.

Вначале высокочастотными резонансными методами были исследованы трехслойные пленки Fe/Cr/Fe [2,3]. Затем в работе [4] было установлено взаимнооднозначное соответствие коэффициента проникновения высокочастотного электромагнитного поля через сверхрешетку Fe/Cr с ее магнитосопротивлением, измеренным на постоянном токе, а в [5] был обнаружен и исследован высокочастотный аналог ГМРЭ в геометрии — „ток перпендикулярен плоскости слоев“.

Следует отметить, что изучение микроволновыми методами мультислойных наноструктур представляет интерес также и в связи с возможностью разработки на их базе элементов радиоэлектронной техники и магнитных устройств хранения информации. Из-за необходимости повышения быстродействия таких устройств их минимально необходимый спектр частот постоянно расширяется и в настоящее время достигает нескольких гигагерц, а в некоторых приложениях и десятков гигагерц. Особый научный интерес представляет также тот факт, что металлические сверхрешетки по электродинамическим свойствам существенно отличаются от более толстых пленок, поскольку суммарная толщина металла в сверхрешетках существенно меньше глубины скин-слоя и обычный для металлов скин-эффект в них не проявляется.

В данной работе проведены исследования гигантского магниторезистивного эффекта в сверхрешетках Fe/Cr с применением высокочастотной методики, отличающейся от использованных в предыдущих работах. Образец сверхрешетки помещается в прямоугольный волновод

таким образом, что длинная сторона образца параллельна оси волновода, а плоскость слоев параллельна меньшей стороне волновода. При таком расположении образца в волноводе реализуется протекание высокочастотных токов в сверхрешетке в плоскости ее слоев. Известно, что аналогичное расположение в волноводе диэлектрической или ферритовой пластины используется для создания аттенуаторов и фазовращателей.

Методика эксперимента

Исследованные в данной работе сверхрешетки Fe/Cr были выращены в сверхвысоком вакууме методом молекулярно-лучевой эпитаксии на монокристаллических подложках из MgO, имеющих размер $30 \times 30 \times 0.5$ mm. Вначале на подложку был осажден буферный слой Cr (толщиной ~ 80 Å), необходимый для того, чтобы сгладить шероховатость подложки и обеспечить релаксацию напряжений, возникающих вследствие различия параметров кристаллических решеток материала подложки и выращиваемой на ней сверхрешетки. На буферном слое Cr при температуре подложки 180°C последовательно выращивались со скоростью около 1.5 Å в минуту чередующиеся слои Fe и Cr. Последним (верхним) слоем в сверхрешетке осаждался слой Cr, который являлся также защитой нижележащего слоя Fe от окисления на воздухе.

В работе исследованы две сверхрешетки: $[\text{Cr}(13 \text{ Å})/\text{Fe}(24 \text{ Å})]_8/\text{Cr}(82 \text{ Å})/\text{MgO}$ — образец 1 и $[\text{Cr}(12 \text{ Å})/\text{Fe}(23 \text{ Å})]_{16}/\text{Cr}(77 \text{ Å})/\text{MgO}$ — образец 2, выращенные на кристаллографической плоскости (001) монокристаллических подложек из MgO. В приведенных обозначениях сверхрешеток цифры в круглых скобках указывают толщину слоев в ангстремах, а цифры у квадратных скобок — количество пар слоев.

Статические магниторезистивные характеристики сверхрешеток, необходимые при анализе результатов высокочастотных исследований, определялись из полевых зависимостей относительного магнитосопротивления $r = [R(H) - R(0)]/R(0)$, где $R(H)$ — электросопротивление в магнитном поле H , измеряемое на постоянном токе обычным четырехконтактным способом.

Микроволновые измерения выполнены в частотном диапазоне 5.7–12 GHz с использованием стандартных волноводов с прямоугольным сечением. Схема размещения образца сверхрешетки в волноводе показана на рис. 1. Волновой вектор q лежит в плоскости образца сверхрешетки, а высокочастотный ток J_{\sim} протекает вдоль слоев. Изменялось изменение модуля коэффициента передачи D волновода с образцом при изменении напряженности внешнего постоянного магнитного поля H , направление которого было либо параллельно (как показано на рис. 1), либо перпендикулярно плоскости образца, и определялась величина $r_m = [D(H) - D(0)]/D(0) \cdot 100\%$ — относительное изменение коэффициента передачи в магнитном поле.

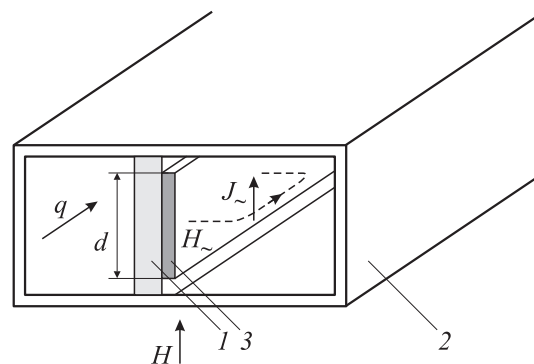


Рис. 1. Схема расположения образца в волноводе: 1 — подложка, 2 — волновод, 3 — сверхрешетка.

Образцы сверхрешеток, использованные в высокочастотных измерениях, имели одинаковую длину — 23 mm, но разную ширину d : у образца 1 она равнялась 11.5 mm, а у образца 2 — 6 mm.

Экспериментальные результаты

Полевые зависимости относительного магнитосопротивления образцов сверхрешеток Fe/Cr, измеренного на постоянном токе в постоянном магнитном поле, представлены на рис. 2. Для каждого образца приведены две зависимости $r(H)$, из которых одна получена при направлении внешнего магнитного поля H параллельно плоскости слоев сверхрешетки, другая — перпендикулярно

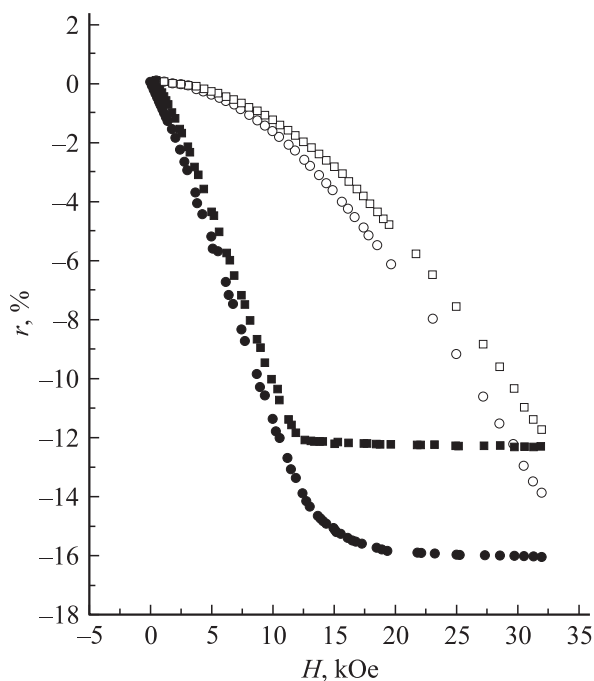


Рис. 2. Магнитосопротивление образцов сверхрешеток Fe/Cr: ■ — образец 1, H параллельно плоскости; □ — образец 1, H перпендикулярно плоскости; ● — образец 2, H параллельно плоскости; ○ — образец 2, H перпендикулярно плоскости.

лярно их плоскости. Отличие зависимостей $r(H)$, полученных на одном и том же образце в поле, параллельном и перпендикулярном плоскости слоев, обусловлено различием размагничивающих полей в тонкопленочных образцах для этих двух случаев [6].

Микроволновые измерения показали прежде всего, что наблюдаемое изменение коэффициента передачи в постоянном магнитном поле не зависит от знака напряженности поля (четный эффект), однако существенно зависит от ориентации его относительно плоскости слоев сверхрешетки. Для иллюстрации этого на рис. 3, *a* представлены результаты измерений, выполненных на образце 1 на частоте 9.8 GHz в магнитном поле, перпендикулярном плоскости образца. На рис. 3, *b* приведены полевые зависимости коэффициента передачи для этого

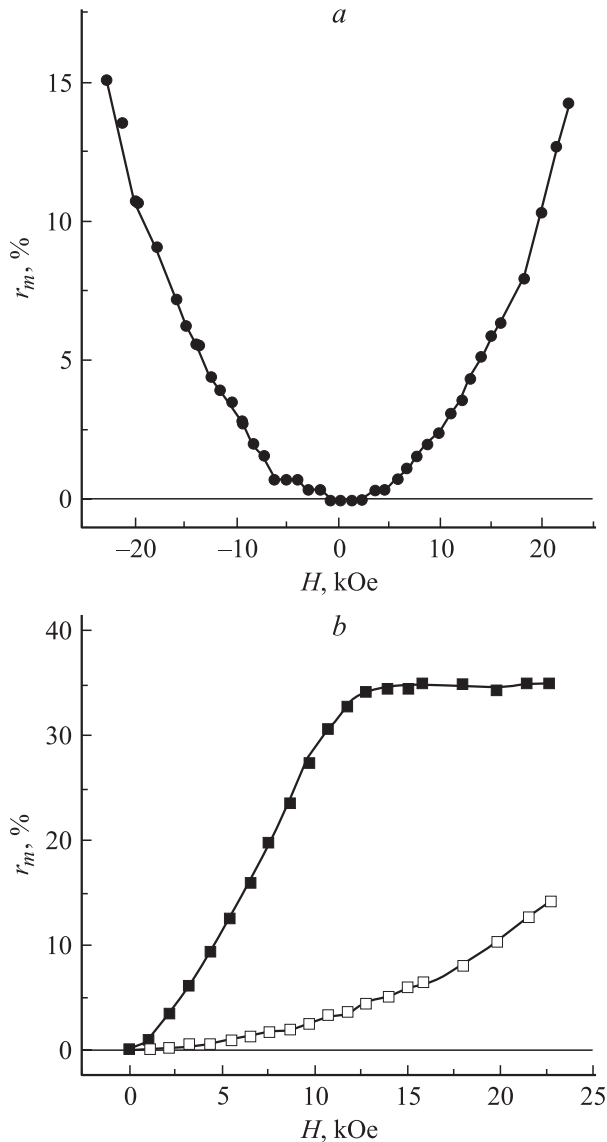


Рис. 3. Микроволновой магниторезистивный эффект. Четность по магнитному полю (*a*); зависимость модуля коэффициента передачи при двух направлениях H по отношению к плоскости сверхрешетки (*b*). \square — H перпендикулярно плоскости, \blacksquare — H параллельно плоскости.

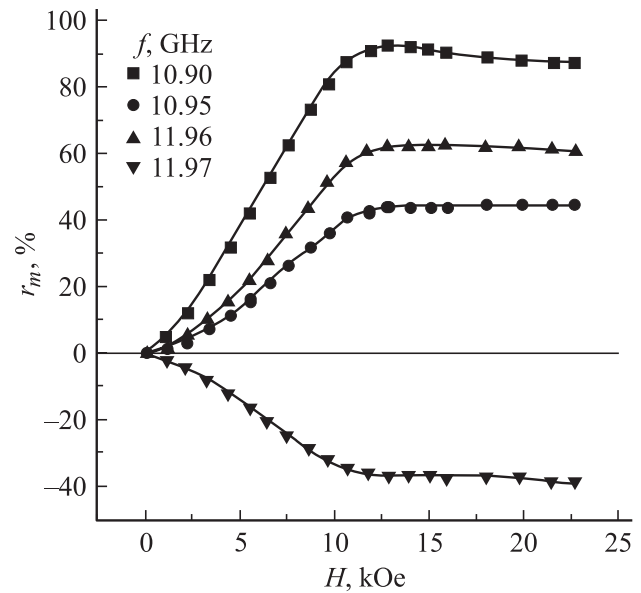


Рис. 4. Знакопеременный микроволновой магниторезистивный эффект.

же образца на этой же частоте, измеренные в магнитном поле, как параллельном, так и перпендикулярном плоскости образца. Сопоставляя эти зависимости с полевыми зависимостями статического магнитосопротивления, приведенными на рис. 2, можно отметить качественное подобие их характера. Видно также, что и величина напряженности магнитного поля, в котором достигается насыщение, одна и та же как для статического магнитосопротивления, так и СВЧ коэффициента передачи. Все это с учетом результатов ранее выполненных нами подобных исследований [4,5,7] позволяет утверждать, что наблюдаемые в данной работе изменения микроволнового коэффициента передачи в сверхрешетках непосредственно связаны с магниторезистивным эффектом.

Частотная зависимость микроволнового эффекта (изменения коэффициента передачи) оказалась довольно сложной. Прежде всего следует отметить, что в отличие от статического магнитосопротивления сверхрешеток Fe/Cr, имеющего отрицательный знак (рис. 2), микроволновые изменения коэффициента передачи могут иметь различный знак, т.е. быть как положительными, так и отрицательными. Кроме этого, оказалось, что по абсолютной величине микроволновые изменения могут быть в зависимости от частоты как меньше, так и больше статического магнитосопротивления, а на некоторых частотах превосходить его в несколько раз. Для иллюстрации этого на рис. 4 приведены результаты исследований изменений коэффициента передачи, выполненных на образце 1 на нескольких частотах в магнитном поле, параллельном слоям сверхрешетки.

На рис. 5 приведены частотные зависимости изменений коэффициента передачи, полученные на образце 1 в максимально достижимом в наших экспериментах с волноводом постоянном магнитном поле 23 кОе, при

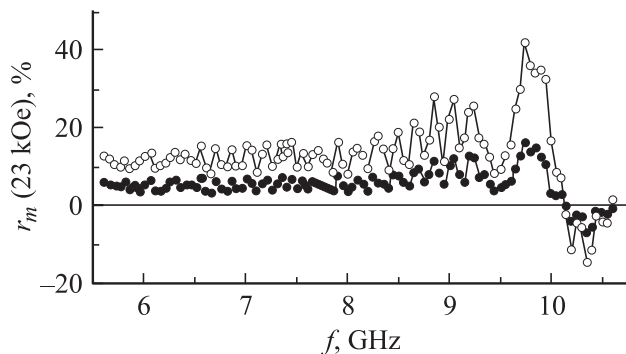


Рис. 5. Частотная зависимость относительного изменения модуля коэффициента передачи в поле $H = 23$ кОе для образца 1 при двух ориентациях магнитного поля относительно плоскости сверхрешетки. ● — H перпендикулярно плоскости, ○ — H параллельно плоскости.

ложенном в одном случае параллельно, а в другом — перпендикулярно плоскости образца. Поскольку в первом случае сверхрешетка в поле 23 кОе намагничивается до насыщения, а во втором случае такой напряженности недостаточно для магнитного насыщения (оно достигается лишь в поле 32 кОе; рис. 2), то представленные на рис. 5 зависимости в количественном отношении не совпадают, хотя и являются одинаковыми по своему характеру. Идентичность характера представленных на рис. 5 зависимостей следует отметить особо, поскольку это свидетельствует о том, что во всем исследованном в данной работе диапазоне частот изменение коэффициента передачи в магнитном поле коррелирует с изменением в этом поле статического магнитосопротивления. Обращает на себя внимание тот неожиданный экспериментальный факт, что если при частотах до ~ 9 ГГц изменения коэффициента передачи для исследованных сверхрешеток являются положительными и относительно небольшими по величине, то при более высоких частотах эти изменения приобретают все более выраженный осциллирующий характер и могут, как оказалось, не только значительно возрасти по величине, но и быть различными по знаку, что уже отмечалось выше (рис. 4).

Частотная зависимость изменений коэффициента передачи, полученная на образце 2, качественно подобна измеренной на образце 1 с той лишь разницей, что максимальные по величине (амплитудные) изменения коэффициента передачи смещены в область более высоких частот.

Обсуждение

Полученные экспериментальные данные убедительно указывают на влияние магнитосопротивления сверхрешетки на коэффициент прохождения волн СВЧ диапазона. Это свидетельствует о том, что изменение коэффициента передачи в магнитном поле обусловлено взаимодействием высокочастотных полей с током,

протекающим в сверхрешетке. В частности, джоулевы потери в образце сверхрешетки $Q = \int \mathbf{J} \sim \mathbf{E} \sim dV$ ($\mathbf{E} \sim$ — высокочастотное электрическое поле, интегрирование ведется по объему образца) непосредственно зависят от величины магнитосопротивления (от магниторезистивного эффекта).

Для пояснения экспериментально наблюдаемого влияния магнитосопротивления сверхрешетки на прохождения высокочастотной электромагнитной волны нужно отметить, что волноводная система с образцом сверхрешетки включена в микроволновой тракт каскадно и, следовательно, при выполнении определенных условий она может иметь резонансные свойства. Поскольку образец сверхрешетки расположен вдоль волновода перпендикулярно его широкой стороне (схема на рис. 1), то его плоскость параллельна направлению вектора высокочастотного электрического поля и, следовательно, высокочастотные токи текут вдоль плоскости слоев сверхрешетки. Между сверхрешеткой и стенками волновода нет электрического контакта, поэтому можно предположить, что волновод с образцом будет иметь резонансную частоту основного типа колебаний вблизи частоты полуволнового резонанса, соответствующего ширине образца d . Отличие от полуволнового резонанса обусловлено наличием диэлектрической подложки и искажением полей в пространстве между образцом и широкими стенками волновода. Электродинамика аналогичной системы рассмотрена в работе [8], где поля вблизи поверхности металлической пленки разложены по собственным LE- и LM-волнам пустого волновода. Показано, что резонансная длина волны основного типа колебаний $l_0 = 2(l_e + \Delta)$, где $l_e = d(\epsilon_{\text{eff}})^{1/2}$, а ϵ_{eff} — некоторая эффективная диэлектрическая проницаемость, зависящая от диэлектрической проницаемости подложки и ее толщины. Поправка Δ вызвана искажением полей в пространстве между пленкой и стенками волновода. Был рассчитан спектр частот такого резонатора, названного резонатором поверхности волны. Имелось в виду, что при резонансе образуется стоячая волна, образованная волнами, бегущими в противоположных направлениях вдоль образца в вертикальном направлении (согласно схеме на рис. 1). Было показано, что резонансная частота у основного типа колебаний слабо зависит от длины пленки вдоль оси волновода, но она сильно меняется для высших типов волн. Существенной и практически важной особенностью этого резонатора является тот факт, что амплитуда плотности тока, текущего в металлической пленке в вертикальном направлении, практически однородна, т. е. не зависит от длины пленки.

Отличие наших экспериментов на металлических сверхрешетках от выполненных в работе [8] на более толстых металлической и сверхпроводящей пленках состоит в том, что суммарная толщина металла в сверхрешетке в десятки раз меньше глубины скин-слоя. Это отличие можно считать не слишком существенным при оценке резонансных частот, особенно основного типа колебаний. Однако для расчета добротности резонатора

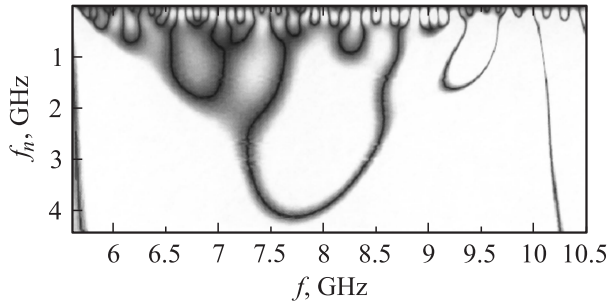


Рис. 6. Диаграмма вейвлет-коэффициента для частотной зависимости относительного изменения модуля коэффициента передачи для образца 1. f — частота, f_n — частота осцилляции.

важное значение имеет соотношение между тангенциальными компонентами высокочастотных электрического и магнитного полей, определяемое поверхностным импедансом. Учитывая высокое электросопротивление сверхрешетки Fe/Cr, можно ожидать, что добротность получившегося резонатора будет не слишком высокой. В частности, из данных, представленных на рис. 5, можно оценить, что добротность системы вблизи резонанса на частоте ~ 9.7 GHz несколько меньше 40. Частотная зависимость микроволновых изменений для системы с образцом 1 содержит резонанс вблизи частоты 9.7 GHz и осцилляционные изменения. Поскольку ширина образца 2 почти в два раза меньше ширины образца 1, то условие резонанса в интервале частот, использованном в данной работе, для него не выполняется.

При анализе экспериментальных результатов, представленных на рис. 4–6, нужно иметь в виду, что измерялось изменение в магнитном поле модуля коэффициента передачи резонатора, включенного каскадно в СВЧ тракт. Наложение внешнего постоянного магнитного поля изменяет проводимость образца. В результате изменяется добротность резонатора, а следовательно и коэффициент передачи резонансной системы. Само наличие изменений и их зависимость от напряженности внешнего магнитного поля обусловлены микроволновым ГМРЭ. Это подтверждается результатами, представленными на рис. 4, а также при сравнении формы зависимости ГМРЭ, измеренного на постоянном токе (рис. 2) с микроволновыми изменениями (рис. 3). Величина резонансных изменений будет определяться близостью к какой-либо из собственных частот резонатора поверхностной волны и, кроме этого, она зависит от соотношения длины образца вдоль оси волновода и длины волны моды H_{10} в волноводе. От этого же будет зависеть знак микроволновых изменений.

Для анализа сложной осцилляционной частотной зависимости изменений коэффициента передачи, приведенной на рис. 6, использован вейвлетный анализ [9]. Коэффициенты вейвлет-преобразования (или вейвлет-спектр, или диаграмма вейвлет-коэффициентов)

некоторой функции $f(t)$ определяется соотношением

$$W(s, \Theta) = W[f(t)] = \frac{1}{\sqrt{|s|}} \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \psi^* \left(\frac{t - \Theta}{s} \right) dt = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \Psi_{s\Theta}^*(t) dt, \quad (1)$$

где

$$\Psi_{s\Theta}(t) = \frac{1}{\sqrt{|s|}} \psi \left(\frac{t - \Theta}{s} \right)$$

— семейство вейвлетов или базисных функций вейвлет-преобразования, причем норма функции $\|\psi\| = 1$; s — масштабный коэффициент; Θ — параметр сдвига, множитель $1/\sqrt{|s|}$ введен для того, чтобы все вейвлетные функции одного семейства имели единичную норму при любом значении s ; масштабный коэффициент s показывает, во сколько раз увеличивается (при $s > 1$) или уменьшается (при $s < 1$) ширина базисной функции $\psi(t/s)$ по сравнению с порождающим вейвлетом $\psi(t)$; параметр сдвига Θ — это значение аргумента, на которое базисная функция смещена относительно начала отсчета.

Таким образом, базис вейвлет-преобразования образован совокупностью вейвлетов — функций, локализованных в конечной области значений аргумента t , отличающихся друг от друга масштабами изменения аргумента и значениями параметра сдвига. Основным преимуществом вейвлет-преобразования перед традиционным преобразованием Фурье является ограниченность области определения базисных функций, что позволяет с его помощью выявлять и анализировать локальные особенности нестационарных процессов. Важнейшая особенность вейвлет-преобразования заключается в том, что его базисные функции ортогональны друг другу при любых значениях масштабных коэффициентов (т.е. при любой ширине вейвлета) в отличие, например, от оконного преобразования Фурье. Вейвлет-преобразование предоставляет возможность анализировать как мелкомасштабные, так и регулярные особенности исследуемых функций в рамках единой математически строго обоснованной процедуры.

Диаграмма вейвлет-коэффициентов частотной зависимости относительного изменения модуля коэффициента передачи при ориентации внешнего поля перпендикулярно плоскости сверхрешетки, представленной на рис. 5, приведена на рис. 6. При расчетах в качестве порождающего вейвлета нами был использован МНАТ-вейвлет, который определяется выражением [10]

$$\psi(t) = \frac{-2}{\sqrt{3\sqrt{\pi}}} (t^2 - 1) \exp \left(-\frac{1}{2} t^2 \right).$$

На рис. 6 по оси абсцисс отложен параметр сдвига Θ , который в данном случае тождествен частоте, функцией которой является анализируемая частотная зависимость

относительного изменения модуля коэффициента передачи, представленная на рис. 5. По оси ординат на рис. 6 приведена частота осцилляций модуля коэффициента передачи, которая пересчитана из масштабного коэффициента s путем его умножения на некоторую константу [9], которая для МНАТ-вейвлета равна $\sqrt{2}\pi$. Петлеобразные структуры на диаграмме указывают на наличие нескольких периодов осцилляций.

Важной характеристикой является распределение энергии анализируемого сигнала по масштабным коэффициентам, называемое обычно скалограммой вейвлет-преобразования, которое может быть записано в виде

$$E_W(s) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{|W(s, \Theta)|^2}{|s|} d\Theta. \quad (2)$$

Известно [9], что скалограмма представляет собой плотность энергии сигнала — $|W(s, \Theta)|^2$, которая нормирована на абсолютное значение масштабного коэффициента $|s|$, усредненную по всем возможным значениям параметра сдвига Θ . Максимумы на скалограмме соответствуют характерным масштабам, на которых сосредоточена основная энергия анализируемого процесса.

Скалограмма вида (2) определена для всей длины рассматриваемой реализации. Однако особый интерес при анализе нестационарных процессов представляет исследование изменения распределения энергии по масштабам по длине реализации. Для этой цели можно использовать парциальную скалограмму, определяемую выражением

$$E_W^\Delta(s, \Theta_0) = \int_{\Theta_0 - \frac{\Delta\Theta}{2}}^{\Theta_0 + \frac{\Delta\Theta}{2}} \frac{|W(s, \Theta)|^2}{|s|} d\Theta, \quad (3)$$

где $\Delta\Theta$ — диапазон изменения параметра сдвига, отсчитываемый от некоторого фиксированного значения Θ_0 .

Если все возможные значения параметра сдвига лежат в интервале от Θ_{\min} до Θ_{\max} , то, изменяя величину Θ_0 в пределах от $\Theta_{\min} + \Delta\Theta/2$ до $\Theta_{\max} - \Delta\Theta/2$, можно перекрыть весь диапазон значений Θ , каждый раз определяя характерные масштабы анализируемого процесса в пределах окна шириной $\Delta\Theta$.

Применяя формулу (3) к вейвлет-спектру, представленному на рис. 6, определим доминирующие частоты осцилляций относительного изменения модуля коэффициента передачи. Для анализа используем кривую, полученную при ориентации внешнего поля параллельно плоскости сверхрешетки для образца 1. Полученный результат представлен на рис. 7. Здесь, как и на рис. 6, по оси ординат также отложена частота осцилляций, пересчитанная из масштабного коэффициента s путем его умножения на константу $\sqrt{2}\pi$.

Из рис. 7 видно, что анализируемая реализация имеет две доминирующие области частот осцилляций. Согласно рис. 6, на диаграмме вейвлет-коэффициентов им

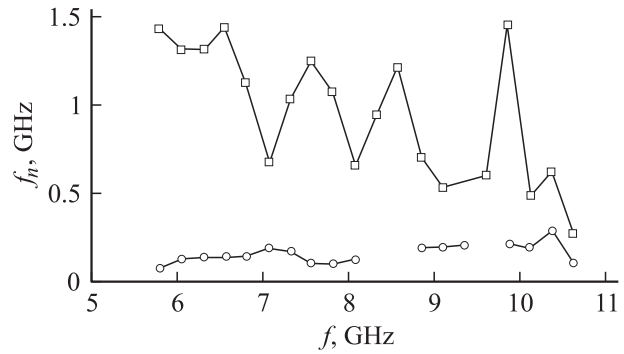


Рис. 7. Вариация доминирующих частот осцилляций изменений коэффициента передачи для образца 1 в зависимости от частоты волны.

соответствуют петлеобразные структуры, центры которых расположены в соответствующих областях частот осцилляций. Одна ветвь имеет весьма малую дисперсию; ее можно связывать с основным типом колебаний резонатора. Вторая ветвь, возможно, вызвана каким-то из высших типов колебаний резонатора.

Заключение

В работе исследовано взаимодействие высокочастотного электромагнитного поля с образцом сверхрешетки Fe/Cr, размещенном в прямоугольном волноводе длинной стороной параллельно оси волновода, а плоскостью параллельно узкой стенке волновода, что обеспечивает протекание высокочастотного тока в плоскости сверхрешетки. На частотах сантиметрового диапазона определена зависимость коэффициента передачи от напряженности внешнего магнитного поля и установлена корреляция этой зависимости с полевой зависимостью магнитосопротивления сверхрешетки, измеренного на постоянном токе. Показано, что характер зависимостей коэффициента передачи и магнитосопротивления от напряженности магнитного поля совпадает, однако изменения микроволнового коэффициента передачи по величине могут в несколько раз превосходить ГМРЭ, измеренный на постоянном токе. Частотная зависимость микроволновых изменений носит осцилляционный характер. Анализ этой зависимости с использованием вейвлетного преобразования позволил выделить существование двух серий периодов осцилляций.

Полученные результаты создают предпосылки для разработки управляемых магнитным полем высокочастотных устройств, действие которых будет основано на использовании микроволнового гигантского магниторезистивного эффекта. Такие устройства конструктивно будут достаточно просты и могут быть весьма эффективны, поскольку изменения электросопротивления сверхрешетки в магнитном поле дополнительно увеличиваются применением резонансных электродинамических систем.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект № 01-02-96429), Минпромнауки РФ и Президиума РАН (программа „Квантовая макрофизика“).

Список литературы

- [1] *Baibich M.N., Broto J.M., Fert A. et al. // Phys. Rev. Lett.* 1988. Vol. 6. N 21. P. 2472–2475.
- [2] *Krebs J.J., Lubitz P., Chaiken A., Prinz G.A. // J. Appl. Phys.* 1991. Vol. 69. N 8. Pt II. P. 4795–4797.
- [3] *Kuanr B.K., Kuanr A.V., Grunberg P., Nimtz G. // Phys. Lett.* 1996. Vol. 221A. N 3–4. P. 245–252.
- [4] *Ustinov V.V., Rinkevich A.B., Romashev L.N., Minin V.I. // JMMM.* 1998. Vol. 177–181. P. 1205–1206.
- [5] *Ustinov V.V., Rinkevich A.B., Romashev L.N. // JMMM.* 1999. Vol. 198–199. N 6. P. 82–84.
- [6] *Устинов В.В., Ромашев Л.Н., Минин В.И., Семериков А.В., Дель А.Р. // ФММ.* 1995. Т. 80. Вып. 2. С. 71–80.
- [7] *Ринкевич А.Б., Ромашев Л.Н., Устинов В.В. // ЖЭТФ.* 2000. Т. 90. Вып. 5. С. 834–841.
- [8] *Melkov G.A., Egorov Y.V., Ivanjuta O.M. et al. // J. Superconductivity: Incorporating Novel Magnetism.* 2000. Vol. 13. N 1. P. 95–100.
- [9] *Астафьева Н.М. // УФН.* 1996. Т. 166. № 11. С. 1145–1170.
- [10] *Рабинер Л., Гоулд Б. Теория и применение цифровой обработки сигналов. М.: Мир, 1978. 848 с.*