

- [4] Дианов Е.М., Прохоров А.М., Серкин В.Н., Докл. АН СССР, 1983, т. 273, с. 1112.

Институт общей физики  
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию  
5 января 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 10

26 мая 1988 г.

## ЛИНЕЙНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ИМПУЛЬСОВ ОБМЕННЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН В ПЛЕНКАХ ЖЕЛЕЗО-ИТТРИЕВОГО ГРАНАТА

Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман,  
Е.С. Санников, В.В. Тихонов,  
А.В. Толкачев

Спиновые волны, бегущие вдоль поверхности ферритовой пленки и имеющие большие волновые числа  $q \sim (10^4 - 10^6) \text{ см}^{-1}$ , могут, в принципе, эффективно возбуждаться стандартными металлическими полосковыми преобразователями. Однако для этого необходимо, чтобы ширина полоски  $w$  была достаточно малой, а именно  $w < \pi/q < 3 \text{ мкм}$  [1]. Изготовление таких полосок и согласование их с СВЧ трактом представляет собой непростую задачу. До сих пор, насколько нам известно, таким путем удавалось возбудить лишь волны с  $q \lesssim 2.5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$  [2]. Между тем, давно известно явление линейного спин-волнового резонанса (СВР) [3], при котором в пленке возбуждаются обменные спиновые волны с большими  $q$ , бегущие однако, не вдоль поверхности, а перпендикулярно к ней. СВР можно возбудить с помощью полосок большой ширины ( $w \gg \pi/q$ ), налагаемых на поверхность пленки. Возникает вопрос, нельзя ли применить тот же принцип возбуждения, но для получения спиновых волн в режиме распространения. Дело в том, что при СВР энергия спиновых волн накапливается в объеме пленки и может стать большой даже при малой эффективности возбуждения. При получении волн в режиме распространения накопления энергии не происходит, и поэтому для регистрации таких волн может потребоваться большая эффективность возбуждения. В данной работе сообщается о первом наблюдении распространения импульсов коротких обменных спиновых волн, линейно возбуждаемых в пленке железо-иттриевого граната (ЖИГ) с помощью широкой полоски и распространяющихся перпендикулярно к поверхности пленки и полоски.

Полоска, возбуждающая спиновые волны, имела  $w = (1.5 - 2) \text{ мм}$  и представляла собой один из электродов несимметричной полосковой линии на поликоре. От СВЧ генератора к линии через циркулятор подводился сигнал на частоте около 4 ГГц. Отраженный сигнал усиливался в широкой полосе частот (однако меньшей октавы), детектировался и подавался на осциллограф. Сигнал генератора мог

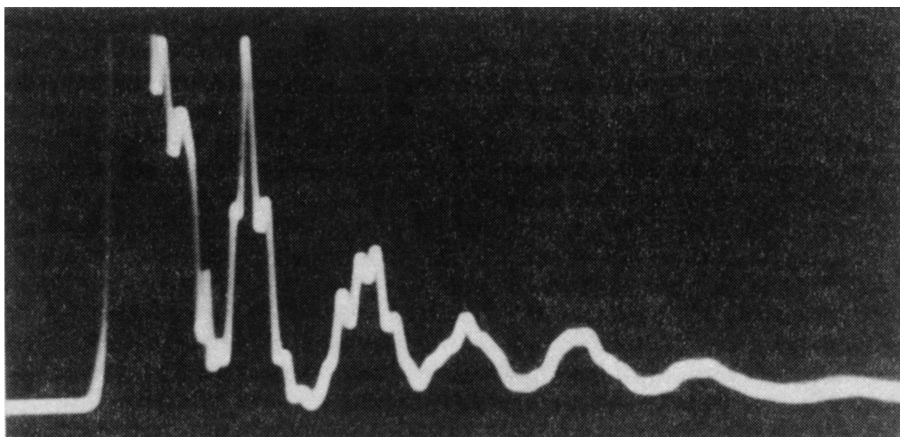


Рис. 1. Осциллограмма импульсов обменных спиновых волн в пленке ЖИГ. Толщина пленки  $d = 3$  мкм, ориентация (111). Имплантированы ионы  $He$ : энергия 120 КэВ, доза  $10^{16}$  см $^{-2}$ . Поле  $H = 715$  Э. Деление по горизонтали – 20 нс.

модулироваться прямоугольными импульсами, причем длительность импульса составляла  $\sim 20$  нс, а подавление вне импульса – около 20 дБ. Пленки ЖИГ ориентации (110) и (111) с толщинами (3–4) мкм накладывались на возбуждающую полосу. Подмагничивающее поле  $H$  от электромагнита всегда направлялось вдоль полосы.

Отбирались только такие пленки, с которыми в непрерывном режиме можно было наблюдать линии СВР поглощения. Однако для тех же пленок в импульсном режиме без специальной обработки поверхности задержанные импульсы не наблюдались. Обработка заключалась в имплантации ионов  $Ar$  или  $He$ , причем наилучшие результаты получались с  $He$ . Типичная осциллограмма, полученная с имплантированной пленкой, показана на рис. 1. Кроме импульса прямого прохождения и импульса, отраженного непосредственно от входа полосковой линии (крайние слева), появляется серия задержанных импульсов. Задержка каждого последующего импульса относительно предыдущего примерно постоянна. Как видно из рис. 2, импульсы наблюдаются в некотором интервале полей, например, при  $620 \text{ Э} < H < 760 \text{ Э}$ , причем по мере уменьшения  $H$  время задержки  $\tau$  убывает. Чем меньше  $\tau$ , тем большее число задержанных импульсов можно зарегистрировать, и тем меньше размыт каждый из них. Это продолжается до тех пор, пока задержанные импульсы не сливаются.

Задержанные импульсы нельзя объяснить возбуждением и распространением вдоль поверхности длинных дипольных или дипольнообменных волн. Размеры пленок в плоскости превышали 1 см, так что

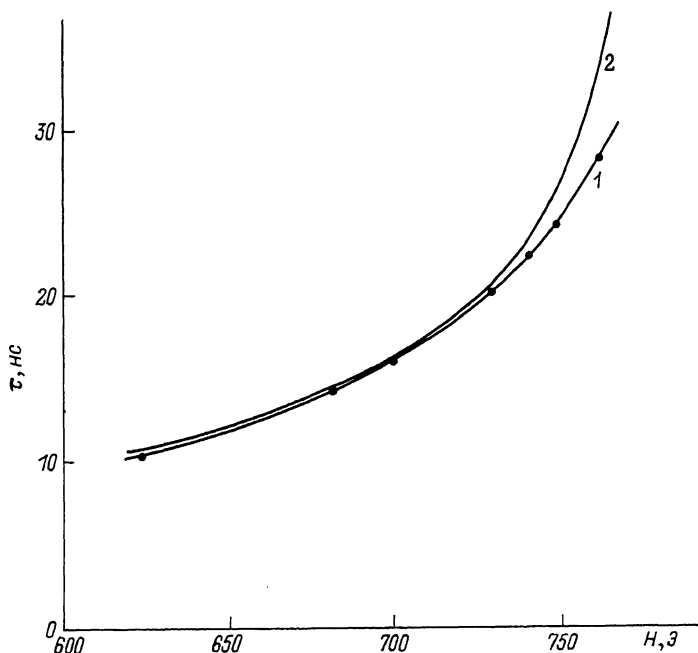


Рис. 2. Зависимость времени задержки  $\tau$  импульсов обменных спиновых волн от магнитного поля  $H$ : 1 - эксперимент, 2 - расчет. Пленка ЖИГ с имплантированными ионами не такая же, как и на рис. 1.

наблюдаемые  $\tau$  были, по крайней мере, в 30 раз меньше тех, которые можно связать с упомянутыми волнами. Что же касается коротких волн, бегущих вдоль поверхности, то применяемая широкая полоска их вообще не возбуждает. Поэтому мы считаем, что наблюдалось возбуждение импульсов обменных спиновых волн СВЧ магнитным полем тока в полоске, причем обменные волны бежали перпендикулярно поверхности пленки и полоски. Отражаясь от противоположной поверхности и возвращаясь к исходной, импульс обменных волн под полоской частично преобразовывался обратно в импульс тока, который и был принят, как первый задержанный импульс. Повторение этого процесса приводило к последовательному рождению второго, третьего и т.д. эхо-импульсов. Наша точка зрения подтверждается при сопоставлении на рис. 2 экспериментальной зависимости  $\tau(H)$  с рассчитанной по формуле

$$\tau_{\text{теор}}(H) \cong \frac{2d^3\varphi}{v_{\text{гф}}} = \left( \frac{\sqrt{2}d^3\varphi}{\pi\alpha f_m} \right) \cdot \frac{F}{\sqrt{F_a^2 + 4F^2} \cdot \sqrt{\sqrt{F_a^2 + 4F^2} - F_a - 2F_H}}, \quad (1)$$

в которой групповая скорость  $v_{гр} = 2\pi(\partial f / \partial q)$  причем  $f$  — зависящая от  $q$  частота обменных волн, бегущих в феррите перпендикулярно магнитному полю. Эту частоту мы полагаем равной частоте сигнала от СВЧ генератора. Тем самым, процесс возбуждения обменных волн считаем линейным. В (1) введены обозначения:  $\alpha$  — обменная постоянная,  $\gamma$  — гиромангнитное отношение,  $4\pi M_s$  — намагниченность насыщения (в ЖИГ  $\alpha = 2.6 \cdot 10^{-12}$  см<sup>2</sup>,  $\gamma = 2.83$ . МГц/Э,  $4\pi M_s = 1750$  Гс),  $f_m = 4\pi\gamma M_s$ ,  $F = f/f_m$ ,  $f_H = H/4\pi M_s$ ,  $F_a = M_s^{2\varphi}/M_s$ ,  $M_s^{2\varphi}$  — эффективная (с учетом анизотропии) намагниченность и  $d^{2\varphi}$  — эффективная (за вычетом толщины имплантированного слоя) толщина пленки ЖИГ. Параметры  $M_s^{2\varphi}$  и  $d^{2\varphi}$  подбираются для наилучшего согласия (1) с экспериментом. Расчетная кривая на рис. 2 построена при  $4\pi M_s = 1653$  Гс и  $d^{2\varphi} = 2$  мкм (при  $d = 3$  мкм). Согласие получается удовлетворительным, а подобранные значения параметров разумны. В пользу предлагаемого объяснения говорит и тот факт, что одновременно с импульсами типа показанных на рис. 1 была зарегистрирована серия звуковых импульсов, идущих с задержкой  $\sim 290$  нс. Такая задержка при толщине подложки из гадолиний-галлиевого граната 511 мкм показывает, что в подложке распространялись импульсы поперечного звука, имеющего скорость  $3.56 \cdot 10^5$  см/с. В условиях эксперимента длина волны поперечного звука сравнивалась с длиной волны обменных волн при наибольших  $H$  (на рис. 2 — при 760 Э). Поэтому звук действительно должен был хорошо возбуждаться. Кроме того, расталкивание законов дисперсии при совпадении длин волн должно было приводить к увеличению  $v_{гр}$  и уменьшению  $\tau$ . Подобный эффект действительно виден на рис. 2 — по мере увеличения  $H$  экспериментальная кривая все больше уходит вниз.

Оценки для тех обменных волн, импульсы которых показаны на рис. 1, дают  $q \sim 2 \cdot 10^5$  см<sup>-1</sup>. Затухание этих волн, измеренное непосредственно по ослаблению эхо-импульсов на рис. 1, равно  $\beta \sim 133$  дБ/мкс. Отсюда эффективная ширина резонансной линии  $2\Delta H_q^{2\varphi} = (\beta/76.4)$  Э  $\sim 1.7$  Э. При  $v_{гр} = (2d^{2\varphi}/\tau) \sim 2 \cdot 10^4$  см/с это дает длину пробега, на которой сигнал убывает в  $e$  раз,  $l \sim 6$  мкм. Иными словами, добротность  $Q = ql \sim 120$ . Такая добротность определена с учетом сильного, как видно из рис. 1, дисперсионного расплывания импульсов, которое объясняется почти квадратичным законом дисперсии обменных волн. В непрерывном режиме добротность будет значительно больше.

Авторы благодарят А.Г. Тимирязева за полезные обсуждения.

## Л и т е р а т у р а

- [1] Адам Дж.Д., Колпинз Д.Х. — ТИИЭР, 1976, т. 64, № 5, с. 277.
- [2] Андреев А.С., Гуляев Ю.В. и др. — ЖЭТФ, 1984, т. 86, № 3, с. 1005.

Институт радиотехники  
и электроники АН СССР,  
Москва

Поступило в Редакцию  
12 февраля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 10

26 мая 1988 г.

### ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИ РАВНОВЕСНЫЙ $1/f$ -ШУМ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С ТУННЕЛЬНЫМ ДИЭЛЕКТРИКОМ

Л.Н. Неустроев, В.В. Осипов,  
О.Н. Панащенко

В настоящем сообщении предсказана возможность существования на концах разомкнутой полупроводниковой гетероструктуры термодинамически равновесного флуктуационного напряжения со спектром  $1/f$ . Показано, что в структуре полупроводник-туннельный диэлектрик-полупроводник (ПТДП) (рис. 1) в широком диапазоне частот действительная часть адмиттанса может возрасти пропорционально частоте:  $\sigma(f) \sim f$ . При этом действительная часть импеданса изменяется по закону  $Re Z(f) = \sigma(f) [\sigma^2(f) + (2\pi Cf)^2]^{-1/2}$ , где  $C$  - емкость структуры, а спектральная плотность флуктуаций напряжения на концах разомкнутой ПТДП структуры, согласно теореме Найквиста, имеет спектр  $S_V(f) = 4kT \cdot Re Z(f) \sim 1/f$ .

Рассмотрим случай, когда проводимость ПТДП структуры определяется процессами захвата и выброса носителей ловушками, расположенными в диэлектрике. В этом случае физическая причина увеличения  $\sigma(f)$  с ростом частоты состоит в следующем. При захвате электрона на ловушку в диэлектрике (процесс „ $\Gamma_n$ ” на рис. 1) во внешней цепи переносится заряд  $qa_n/a$ , а при захвате дырки (процесс „ $\Gamma_p$ ” на рис. 1) - заряд  $qa_p/a$ , где  $q$  - заряд электрона,  $a_n$  и  $a_p$  - размеры области пространственного заряда в полупроводниках  $n$ - и  $p$ -типа,  $a = a_n + a_p$  (считается, что толщина диэлектрика  $d \ll a_n + a_p$ ). При выбросе электрона или дырки с ловушки в диэлектрике (процессы „ $\Gamma_n$ ” или „ $\Gamma_p$ ” на рис. 1) во внешней цепи переносятся заряды  $(-qa_n/a)$  или  $(-qa_p/a)$  соответственно. Разобьем все возможные генерационно-рекомбинационные процессы с участием ловушек на четыре группы: захват электрона - захват дырки ( $\Gamma_n - \Gamma_p$ ), выброс электрона - выброс дырки ( $\Gamma_n - \Gamma_p$ ), захват электрона - выброс электрона ( $\Gamma_n / \Gamma_n$ ) и захват дырки - выброс дырки ( $\Gamma_p - \Gamma_p$ ). Импульсы тока, протекающие во внешней цепи при этих процессах, представлены на рис. 2. Поскольку площадь под импульсом, соответствующим одиночному процессу ( $\Gamma_n - \Gamma_n$ ) или ( $\Gamma_p - \Gamma_p$ ) равна нулю, то в статическую