



КОМПРЕССИЯ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ЛИНЕЙНОЙ ДИСПЕРГИРУЮЩЕЙ СРЕДЕ

А.А. Галишников, А.В. Кожевников, Ю.А. Филимонов

В рамках подхода, основанного на втором приближении теории дисперсии, рассмотрено изменение ширины радиоимпульса на полувывоте в процессе его распространения в линейной диспергирующей среде. Для входных импульсов по форме близких к прямоугольным показано, что в отсутствие начальной фазовой модуляции ширина импульса меняется с расстоянием немонотонно и достигает 50–60% от первоначальной на длине компрессии, составляющей примерно 0.44 от дисперсионной длины. Показано, что указанная компрессия вызвана частотной модуляцией, наведенной на плоской части огибающей за счет дисперсионного возмущения фронтов. Представлены результаты эксперимента по изучению компрессии немодулированных прямоугольных радиоимпульсов поверхностных магнитостатических волн в пленке железонитридевого граната, которые хорошо согласуются с расчетами.

Введение

Одним из интересных эффектов, наблюдающимся при распространении импульсов в диспергирующих средах, является их сжатие. В линейной диспергирующей среде, характеризуемой коэффициентом дисперсии $\beta = \partial^2\omega/\partial k^2$, (ω – частота, k – волновое число), наиболее эффективно сжимаются радиоимпульсы с модуляцией фазы θ по квадратичному закону $\theta = (\omega - \alpha t)t$, если скорость изменения частоты α выбрана таким образом, что в головной части импульса содержатся спектральные компоненты с меньшим значением скорости распространения, чем в хвостовой части [1-4]. Для компрессии импульса в средах с аномальной дисперсией $\beta < 0$ необходимо, чтобы вблизи фронта импульса располагались высокочастотные спектральные компоненты ($\alpha > 0$), а при $\beta > 0$ необходимо обеспечить рост частоты

спектральных компонент от фронта к срезу импульса ($\alpha < 0$). При условии $\beta\alpha < 0$ входной импульс длительностью T_0 сначала сжимается, достигая минимальной длительности на некотором расстоянии L_c , называемом длиной компрессии, а затем расширяется. Можно определить относительную длительность $W(x) = T(x)/T_0$. Отметим, что если входной импульс имеет форму отличную от гауссовой, то величина $W(x)$ будет существенно зависеть от способа определения длительности импульса: по полувысоте, по уровню $1/e$ или с использованием среднеквадратичной длительности импульса $T_{ck}(x)$ [5,6]

$$T_{ck}^2(x) = \langle t^2 \rangle - \langle t \rangle^2, \quad (1)$$

где $\langle t^n \rangle = \varepsilon^{-1} \int_{-\infty}^{+\infty} t^n |A(x, t)|^2 dt$, $n = 1, 2, \dots$, $\varepsilon = \int_{-\infty}^{+\infty} |A(x, t)|^2 dt$, $A(x, t)$ – безразмерная комплексная огибающая импульса. Такая чувствительность длительности импульса с формой отличной от гауссовой к способу определения обусловлена изменением формы огибающей $|A(x, t)|$ таких импульсов в процессе распространения¹. При этом может оказаться, что значения $W(x)$, определенные по уровню $1/2$ ($W_{1/2}(x)$) и через среднеквадратичные длительности ($W_{ck}(x)$), будут качественно различаться.

Поскольку для $T_{ck}(x)$ в большинстве случаев можно получить аналитическое выражение, эту величину удобно использовать для оценки скорости передачи информации в волоконно-оптических линиях связи. Например, для немодулированного по частоте супергауссова импульса N -го порядка вида

$$A(x=0, t) = A_0 \exp \left[- (2t/T_0)^{2N} \right] \quad (2)$$

изменение среднеквадратичной длительности импульса с расстоянием x при $N \gg 1$ можно записать в виде [2]

$$W_{ck}(x) = \left\{ 1 + 32N (x/L_D)^2 \right\}^{1/2}, \quad (3)$$

где $L_D = T_0^2 V_g^3 / 8 |\beta|$ – дисперсионная длина, на которой гауссов импульс ($N = 1$) становится шире в $\sqrt{2}$ раз. Из (3) можно видеть, что при $N \gg 1$, то есть с приближением формы импульса (2) к прямоугольной, среднеквадратичная длительность импульса монотонно увеличивается с ростом x , причем значительно быстрее, чем для гауссова импульса.

Однако в экспериментах по исследованию распространения импульсов в дисперсионных средах о сжатии или расплывании импульса судят, как правило, путем сравнения длительностей входного и выходного импульсов, измеренных на полувысоте [7,8]. Цель данной работы показать, что характер зависимости $W_{1/2}(x)$ для супергауссовых импульсов ($N \geq 2$) принципиально отличается от (3), а именно: в

¹В случае гауссова импульса форма огибающей во втором приближении теории дисперсии при распространении сохраняется.

отсутствие начальной фазовой модуляции может наблюдаться сжатие импульсов и образование минимума зависимости $W_{1/2}(x)$. Механизм указанного сжатия идентичен механизму компрессии фазово-модулированных импульсов. Однако, в отличие от импульсов с начальной фазовой модуляцией, в данном случае модуляция обусловлена дисперсионным возмущением фронтов импульса. При этом входные импульсы с формой близкой к прямоугольной уменьшают свою ширину почти в два раза на длине компрессии $L_c \approx 0.44L_D$.

Понятно, что для наблюдения компрессии немодулированных по частоте импульсов помимо их прямоугольности необходимо, чтобы длина пробега импульса S была не меньше длины компрессии $S \geq L_c \approx 0.44L_D$. Такое условие может выполняться, в частности, для СВЧ-импульсов магнитостатических волн (МСВ) в пленках железиттриевого граната (ЖИГ). Действительно, в экспериментах с МСВ расстояние S между входным и выходным микрополосками составляет, как правило, $S \approx 0.3 - 1.0$ см. С другой стороны, при длительности импульса МСВ $T_0 \approx 10 - 50$ нс, групповой скорости МСВ $V_g \approx (3 - 10) \cdot 10^6$ см/с и коэффициенте дисперсии $\beta \approx (0.5 - 5) \cdot 10^4$ см²/с, которые типичны, например, для экспериментов по наблюдению солитонов огибающей в пленках ЖИГ толщиной $d \approx 5 - 15$ мкм, дисперсионная длина составляет $L_D \approx 0.1 - 10$ см. В данной работе мы покажем на примере распространения прямоугольных импульсов поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) в пленке ЖИГ, что при расстоянии между антеннами равном длине компрессии ($S \approx L_c \approx 0.44L_D$) выходной импульс по уровню 1/2 имеет ширину почти в два раза меньше, чем входной импульс.

Отметим, что задача о прохождении прямоугольных радиоимпульсов в линии задержки на основе МСВ, с точки зрения создания устройств обработки импульсных СВЧ-сигналов, является актуальной. Ранее такая задача аналитически рассматривалась в работе [9]. Однако возможность компрессии прямоугольных импульсов МСВ в этой работе не обсуждалась.

1. Компрессия прямоугольных импульсов в линейной диспергирующей среде

Рассмотрим распространение супергауссовых импульсов вида (2), бегущих вдоль оси x в линейной диспергирующей среде. Считаем, что волновой пакет характеризуется узким спектром

$$\Delta\omega \ll \omega, \quad (4a)$$

$$\Delta k \ll k. \quad (4б)$$

Тогда, во втором приближении теории дисперсии, эволюция входного импульса $A_0(t)$ в системе координат $(x, \tau = t - x/V_g)$ описывается уравнением [1]

$$A(x, \tau) = \frac{1}{\sqrt{-2\pi i \gamma x}} \int_{-\infty}^{\infty} A_0(\eta) \exp \left[-\frac{i}{2\gamma x} (\tau - \eta)^2 \right] d\eta, \quad (5)$$

где $\gamma = -\beta/V_g^3 = \partial^2 k/\partial \omega^2$. Рассмотрим основные моменты эволюции супергауссова импульса вида (2), взяв для определенности $N = 2$. При этом для облегчения анализа будем сравнивать основные моменты его эволюции с поведением частотно-модулированного гауссова импульса вида

$$A(x=0, t) = A_0 \exp[-(4/T_0^2 + \alpha i)t^2]. \quad (6)$$

Как известно [1], импульс (6) достигает минимальной длительности

$$T_{\min}^{N=1} = \frac{2T_0}{\sqrt{16 + (\alpha T_0^2)^2}} \quad (7)$$

на длине компрессии

$$L_c^{N=1} = \frac{4\alpha T_0^2}{16 + (\alpha T_0^2)^2} L_D. \quad (8)$$

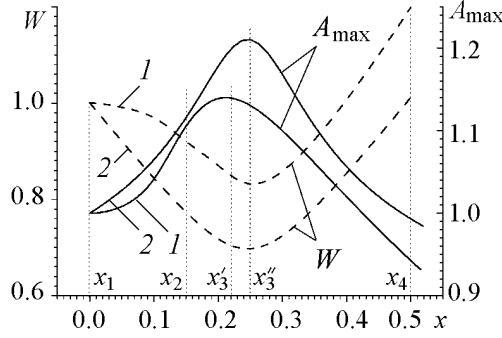


Рис. 1. Зависимости пиковой амплитуды A (сплошная линия) и длительности выходного импульса W (штриховая) от координаты x , см для супергауссова импульса $N = 2$ (кривые 1) и модулированного по частоте гауссова импульса (кривые 2). Пунктиром показаны выбранные точки для анализа фазы. Значения параметров принимались равными: $\gamma = 1 \text{ c}^2/\text{см}$, $V_g = 1 \text{ см/с}$, $A_0 = 1$, $T_0 = 2 \text{ с}$, $\alpha = 1 \text{ c}^{-2}$

пulses составляют величины $W \approx 0.84$ и $A_{\max} \approx 1.1$, соответственно. Отметим, что отношение координат x_3 компрессии импульсов дает для длины компрессии супергауссова импульса $L_c^{N=2}$ выражение

$$L_c^{N=2} \approx \frac{L_D}{2} \cdot \frac{x_3'}{x_3''} \approx 0.44 \cdot L_D. \quad (9)$$

Для того чтобы разобраться в механизме компрессии супергауссова импульса, сопоставим поведение фазы θ импульсов (2) и (6) от времени τ на четырех характерных, с точки зрения эволюции импульсов, расстояниях x_i , $i = 1, \dots, 4$.

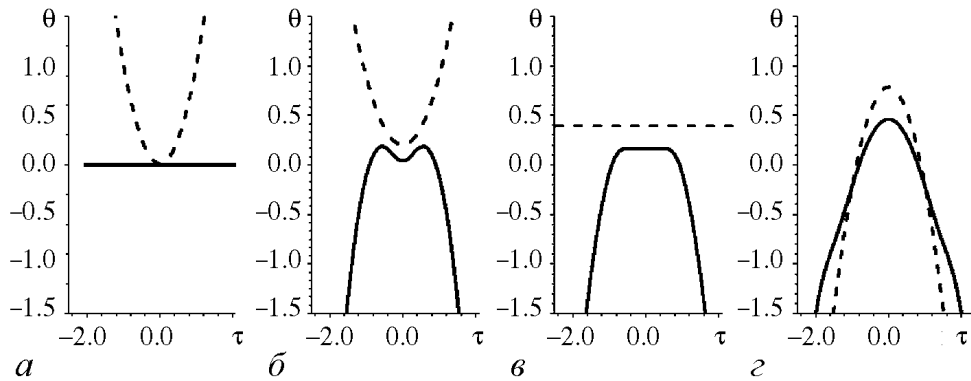


Рис. 2. Зависимости фазы θ , рад от безразмерного времени τ для супергауссова импульса $N = 2$ (сплошная линия) и модулированного по частоте гауссова импульса (штриховая) в выбранных точках (пунктир на рис. 1): $a - x_1 = 0$ (точка входа); $б - x_2 = 0.15$ см; $в - x_3' = 0.22$ см для супергауссова импульса и $x_3'' = 0.25$ см для гауссова – точка максимального сжатия; $г - x_4 = 0.5$ см

На рис. 2, a приведены импульсы на входе. У супергауссова импульса частотной модуляции нет, у гауссова – модуляция соответствует по знаку его компрессии.

На участке до точки компрессии, где по мере распространения амплитуда обоих импульсов растет, а ширина уменьшается, супергауссов импульс приобретает модуляцию. Причем характер модуляции на вершине супергауссова импульса оказывается идентичен случаю частотно-модулированного гауссова импульса (рис. 2, $б$).

Точка x_3 отвечает максимальному сжатию импульсов (рис. 2, $в$). При этом у гауссова импульса модуляция пропадает, а у супергауссова – участок фазы, приводящий к компрессии, также становится плоским².

По мере дальнейшего распространения фаза импульсов приобретает модуляцию, соответствующую расплыванию: амплитуда падает, ширина увеличивается (рис. 2, $г$).

Таким образом, компрессия супергауссова импульса вызвана частотной модуляцией, которая наводится на плоской части импульса в первые моменты его эволюции в диспергирующей среде. Чтобы объяснить такое поведение фазы супергауссова импульса, обратимся к эволюционному уравнению для огибающей, которое во втором приближении теории дисперсии и в координатах (x, τ) имеет вид [1]

$$\frac{\partial A}{\partial x} = -\frac{i}{2} \gamma \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2}. \quad (10)$$

Как видно, изменение амплитуды огибающей в пространстве определяется второй производной по времени, стоящей в правой части уравнения (10). Поскольку в начале эволюции $\partial^2 A / \partial \tau^2 \rightarrow 0$ на вершине входного импульса (2), то некоторое время амплитуда и, что более важно, фаза остаются практически неизменными. В это время

²Для супергауссова импульса координата $x_3 = 0.22$ см с точностью не хуже 5% отвечает максимуму амплитуды и минимуму ширины импульса по уровню 1/2.

фронт и срез импульса эволюционируют независимо. При этом из-за их дисперсионного расплывания на центральную часть импульса «наползают» с фронта медленные гармоники, а со среза импульса – быстрые. Из-за требования непрерывности фаза импульса в его центральной части приобретает модуляцию, соответствующую компрессии импульса (см. рис. 2, б).

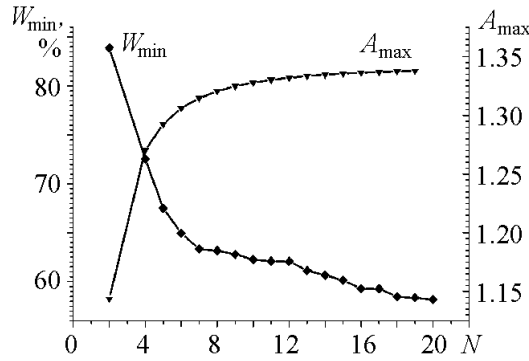


Рис. 3. Зависимость максимальной пиковой амплитуды A_{\max} и минимальной длительности W_{\min} супергауссова импульса от его степени N

уровню $1/2$ эти импульсы демонстрируют сжатие. На рис. 3 показаны зависимости пиковой амплитуды и относительной ширины импульса (2) от N . Видно, что с ростом N максимальная пиковая амплитуда вырастает от 114% для $N = 2$ до 134% для $N \rightarrow \infty$, минимальная ширина при этом меняется в пределах от 77% до 56% от ширины входного импульса.

Следует отметить, что величина пиковой амплитуды импульса в точке компрессии не зависит от коэффициента дисперсии γ и длительности входного импульса T_0 . Действительно, заменой переменных $x \rightarrow \tilde{x}/\gamma$, $t \rightarrow \tilde{t}/T_0$ можно перейти к беспараметрической записи уравнения (10) и граничного условия к нему (2). В свою очередь, это означает, что длина компрессии, характеризующая пространственный масштаб и связанный с ним через групповую скорость временной масштаб системы, определяется дисперсией γ и длительностью T_0 , а от формы импульса зависит постольку, поскольку от формы зависит ширина спектра импульса. Однако зависимость эта слабая, и в приближении ширины спектра импульса $\Delta\omega \approx 1/T_0$ ею можно пренебречь. Для супергауссовых импульсов положение точки компрессии с точностью не хуже 5% оставалось неизменным для любых N .

2. Длина компрессии прямоугольных импульсов

Получим аналитическое выражение для компрессионной длины. Поскольку компрессионная длина слабо зависит от формы импульса, возьмем прямоугольный импульс

$$A(x=0, t) = \begin{cases} A_0, & t \leq T_0, \\ 0, & t > T_0. \end{cases} \quad (11)$$

В этом случае интеграл (5) можно получить в аналитическом виде

$$A(x, \tau) = \frac{A_0}{2} \left[\operatorname{erf} \left(\frac{(1+i)\tau}{2\sqrt{\gamma x}} \right) - \operatorname{erf} \left(\frac{(1+i)(\tau - T_0)}{2\sqrt{\gamma x}} \right) \right]. \quad (12)$$

Вспользуемся далее тем, что в точке максимального сжатия импульса амплитуда импульса достигает максимума. Положим $\tau = T_0/2$, что соответствует середине импульса и где естественно ожидать образование максимума. Для нахождения экстремума продифференцируем по x и приравняем полученное выражение нулю. После преобразования можно получить уравнение

$$C \left(\frac{\sqrt{X}}{2\sqrt{\pi}} \right) \cos \left(\frac{X}{8} \right) + S \left(\frac{\sqrt{X}}{2\sqrt{\pi}} \right) \sin \left(\frac{X}{8} \right) = 0, \quad (13)$$

где $C(x)$ и $S(x)$ – интегралы Френеля, определяемые как

$$C(x) = \int_0^x \cos \left(\frac{\pi}{2} t^2 \right) dt, \quad S(x) = \int_0^x \sin \left(\frac{\pi}{2} t^2 \right) dt, \quad (14)$$

$$X = \frac{T_0^2}{\gamma x}. \quad (15)$$

Уравнение (12) разрешить в явном виде относительно X нельзя, однако нам достаточно численного решения

$$X = 18.37951658985 \dots \approx 18.4. \quad (16)$$

Это решение не является единственным, оно выбрано исходя из предположения, что, несмотря на сложное поведение импульса и образования множества локальных максимумов в процессе эволюции, после точки компрессии импульс монотонно расплывается, то есть решение (16) соответствует максимально удаленному от входа экстремуму. Такое предположение подтверждается при графическом анализе зависимости (12). Из (15), (16) получаем компрессионную длину

$$L_c \approx \frac{T_0^2}{18.4|\gamma|} = \frac{T_0^2 V_g^3}{18.4|\beta|}. \quad (17)$$

С учетом выражения для дисперсионной длины выражение (17) с точностью не хуже 2% перейдет в (9). Подставляя (16) в (12) можно получить максимальное пиковое значение амплитуды огибающей для прямоугольного входного импульса

$$A_{\max} = 1.34A_0. \quad (18)$$

3. Экспериментальное исследование компрессии прямоугольных импульсов ПМСВ в пленках ЖИГ

Экспериментально исследовалось прохождение импульсов ПМСВ через макет линии задержки, образованный входным и выходным преобразователями, расположенными на поверхности пленки ЖИГ. Расстояние S между преобразователями могло меняться в диапазоне $S \approx 0.4 \dots 1.2$ см. Использовалась пленка ЖИГ с параметрами: толщина $d = 19$ мкм, намагниченность насыщения $4\pi M_0 = 1750$ Гс, ширина линии ферромагнитного резонанса $\Delta H = 0.35$ Э. Макет помещался во внешнее намагничивающее поле, которое менялось в пределах $H = 654\text{--}730$ Э и было направлено вдоль микрополосковых преобразователей.

Подаваемые на входной преобразователь СВЧ-импульсы получались путем модуляции непрерывного сигнала с помощью скоростного pin-диодного переключателя. Частота несущей $f_{\Gamma} = 4100$ МГц, мощность сигнала $P_0 = 10$ мВт. Длительности фронта T_{ϕ} и среза T_c импульса не превышали $T_{\phi} \leq 5$ нс и $T_c \leq 2$ нс, соответственно, что позволяло уже при длительности импульсов T_0 по полувысоте более 7 нс получать импульсы с плоским участком на вершине. С выхода макета сигнал через усилитель и детекторную головку поступал на один из входов осциллографа. Для наблюдения огибающей входного импульса сигнал с ответвителя детектировался и подавался на второй вход осциллографа.

3.1. Методика эксперимента. Методика эксперимента по обнаружению компрессии немодулированных импульсов основывалась на использовании, с одной стороны, связи длины компрессии импульса L_c (17) с длительностью входного импульса T_0 и дисперсионными характеристиками среды β и V_g , а с другой – на ожидаемом росте амплитуды импульса в точке компрессии (18). Действительно, при фиксированных величинах расстояния между микрополосками S , магнитного поля H и частоте генератора f_{Γ} равенство длин компрессии импульса L_c и расстояния S будет достигаться при некотором значении $T_0 = T_0^c(S)$: $L_c(T_0^c) = S$. При условии $L_c(T_0^c) = S$ следует ожидать, что длительность T_0 выходного импульса по уровню 1/2 и относительная длительность импульса W будут минимальны³, а пиковая амплитуда импульса A_{\max} максимальна.

Понятно, что при условии $L_c \gg S$ (реализуется уже при $T_0 \geq 3T_0^c(S)$) влияние компрессии импульса будет слабым и длительность выходного импульса T будет близка к длительности входного импульса T_0 . При этом значения A_{\max} будут стремиться к некоторому стационарному значению A^* , отвечающему уровню выходного сигнала в непрерывном режиме возбуждения ПМСВ.

С другой стороны, при $T_0 < T_0^c(S)$ длина компрессии окажется меньше расстояния между преобразователями ($L_c < S$), и за счет эффектов дисперсионного

³Длительность немодулированного гауссова импульса на длине пробега S также немонотонно зависит от T_0 , достигая минимальной длительности $T_{\min} = 2(|\gamma| S)^{1/2}$ при условии $S = L_D$, чему отвечает длительность входного импульса $T_0 = (2|\gamma| S)^{1/2}$ [1]. При этом $T_{\min} > T_0$.

расплывания следует ожидать как уширения импульса относительно входного, так и падения его пиковой амплитуды относительно случая $T_0 = T_0^c(S)$.

С учетом сказанного, рассмотрим поведение относительной длительности W и пиковой амплитуды A_{\max} , нормированной на амплитуду сигнала A^* , выходного импульса с изменением T_0 в исследуемом макете при величине магнитного поля $H = 721$ Э и расстоянии между преобразователями $S = 11$ мм (рис. 4). На вставке показаны серии осциллограмм для огибающих входного и выходного импульсов для различных T_0 . Точками отмечены значения, соответствующие огибающим на вставке. Можно видеть, что по мере уменьшения длительности входного импульса амплитуда выходного импульса растет, а его длительность по уровню 1/2 уменьшается. При значении $T_0 = T_0^c \approx 18$ нс длительность выходного импульса составляет $T \approx 11.5$ нс, что соответствует $W \approx 64\%$. При этом пиковая амплитуда импульса

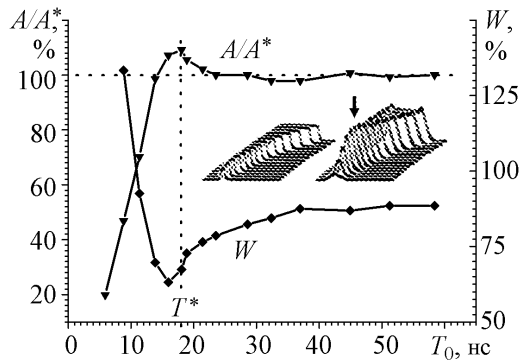


Рис. 4. Экспериментальные зависимости нормированной пиковой амплитуды и длительности выходного импульса от длительности T_0 , нс входного импульса. Горизонтальный пунктир – уровень сигнала, соответствующий непрерывному режиму возбуждения волны, вертикальный – точка компрессии. На вставке серия огибающих входного (слева) и выходного (справа) импульсов при T_0 , соответствующих точкам на графике. Стрелкой показана точка компрессии

вырастает в 1.1 раза относительно уровня сигнала A^* . При длительности входных импульсов $T_0 < T_0^c \approx 18$ нс ширина выходных импульсов по уровню 1/2 резко возрастает, а пиковая амплитуда убывает. Отметим, что именно такое поведение характерно для гауссова импульса по мере уменьшения его длительности [1]. В целом, зависимости $W(T_0)$ и $A_{\max}(T_0)$ на рис. 4 показывают, что поведение импульса ПМСВ отвечает представлениям о сжатии супергауссовых импульсов (см. рис. 1).

3.2. Исследование связи длины компрессии и дисперсии волны. Покажем теперь, что значение длительности импульса $T_0 = T_0^c(S)$, отвечающее компрессии импульса по уровню 1/2 на расстоянии S , удовлетворительно описывается выражением (17). Коэффициент дисперсионного расплывания β и групповая скорость V_g могут быть получены из результатов измерений закона дисперсии или непосредственно из дисперсионного уравнения для ПМСВ, которое имеет вид [10]

$$\omega^2 = \omega_H^2 + \omega_H \omega_m + \frac{\omega_m^2}{4} (1 - \exp(-2kd)), \quad (19)$$

где $\omega_H = g \cdot H$, $\omega_m = g \cdot 4\pi M_0$, g – гиромагнитное отношение для электрона.

Закон дисперсии ПМСВ при некотором значении поля $\omega = \omega(k, H)$ определялся с помощью фазочастотной характеристики макета линии задержки по стандартной методике [11]. При этом набег $\Delta\Phi$ фазы ПМСВ с частотой $\omega = 2\pi f$ на длине пробега S связан с волновым числом k ПМСВ соотношением $k = \Delta\Phi/S$.

На рис. 5 точками показаны результаты измерений законов дисперсии ПМСВ при значениях поля $H_1 = 654$ Э и $H_2 = 721$ Э. Результаты измерений зависимостей $\omega = \omega(k, H)$ хорошо согласуются с решениями дисперсионного уравнения (19), если при расчетах ввести поправку к полю δH , которая для значений полей H_1 и H_2 составила $\delta H_1 \approx 49$ Э и $\delta H_2 \approx 58$ Э, соответственно. Необходимость введения поправок к экспериментальным значениям магнитных полей $H^* = H + \delta H$ следует связать, прежде всего, с влиянием магнитной анизотропии пленок ЖИГ, которая в уравнении (19) не учитывается.

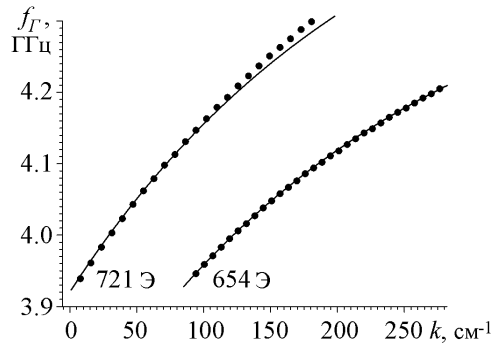


Рис. 5. Измеренные (кружки) и рассчитанные по уравнению Дэймона - Эшбаха (19) (сплошные линии) дисперсионные зависимости для использованной пленки ЖИГ при разных значениях намагничивающего поля

Изменении подмагничивающего поля H . Значения V_g и β получались дифференцированием как уравнения Дэймона – Эшбаха (19) при подстановке значения полей $H^* = H + \delta H$, так и непосредственно из экспериментальных кривых⁴ $\omega(k)$ (треугольники и кружки на рис. 6, соответственно). Экспериментальные и рассчитанные зависимости V_g и β совпадали с точностью не хуже 50%. Причем значения групповой скорости с точностью 5% совпадали со значениями V_g , измеренными по задержке импульса (см. звездочки на рис. 6).

На рис. 7, а и 7, б показаны измеренные и рассчитанные с помощью (17) зависимости длины компрессии L_c от длительности входного импульса T_0 при значениях магнитного поля $H_1 = 654$ Э и $H_2 = 721$ Э. Для построения экспериментальных зависимостей $L_c(T_0)$ использовалась методика обнаружения эффекта компрессии, изложенная выше. При этом расстояние S между преобразователями менялось с шагом $\delta S \approx 1$ мм от $S = 4$ мм до $S = 12$ мм. Значения $T_0 = T_0^c(S)$, при которых достигалось условие $L_c(T_0^c) = S$ и наблюдалась компрессия импульса, затем подставлялись в (17) для расчета L_c . Экспериментальная зависимость $L_c(T_0^c)$ обозначена на рис. 7 квадратиками, соединенными сплошной линией. Треугольники и кружки соответствуют значениям, полученным по формуле (17) с использованием коэффициентов β и V_g , обозначенных на рис. 6 треугольниками и кружками, соответственно.

⁴При дифференцировании зависимости аппроксимировались квадратичными парабололами.

Следует, однако, отметить, что в тех случаях, когда частоте $f_G = 4.1$ ГГц отвечает возбуждение длинноволновых ПМСВ, не удается получить хорошего совпадения измеренного и рассчитанного законов дисперсии $\omega = \omega(k, H)$ только за счет поправок к магнитному полю (см. результаты для поля $H_2 = 721$ Э на рис. 5). Причину этого расхождения мы видим в отличии реального макета линии задержки от модели изолированной и безграничной ферритовой пленки, заложенной в (19).

На рис. 6 показаны результаты расчетов групповой скорости V_g и коэффициента дисперсии β на выбранной частоте возбуждения ПМСВ $f_G = 4.1$ ГГц при изменении

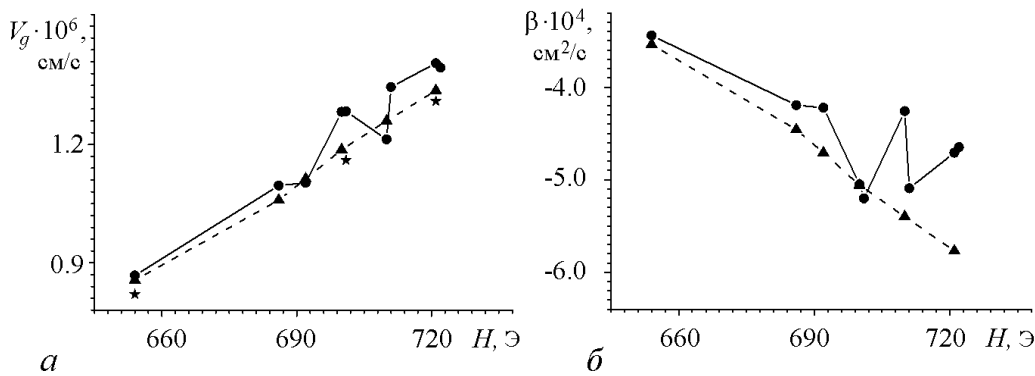


Рис. 6. Зависимости групповой скорости и дисперсионного коэффициента от намагничивающего поля, полученные дифференцированием измеренных дисперсионных зависимостей (кружки) и уравнения Дэймона – Эшбаха (19) с учетом поправок к полю (треугольники). Звездочками указаны значения групповой скорости, измеренные по задержке импульса

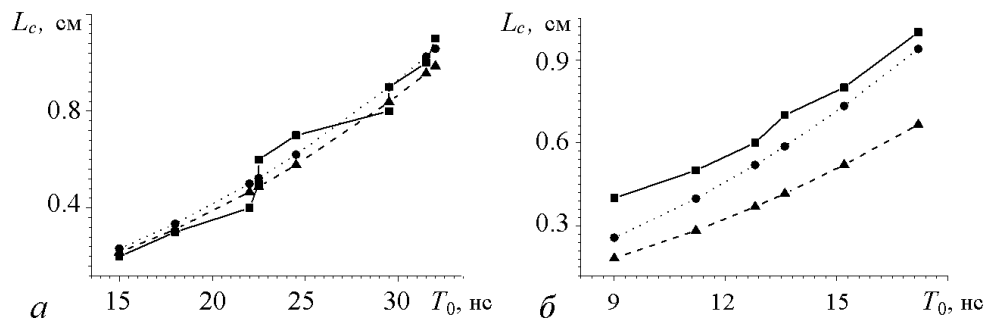


Рис. 7. Зависимости компрессионной длины от длительности входного импульса, измеренные экспериментально (квадратики) и полученные по формуле (17) (кружки и треугольники) с использованием коэффициентов, приведенных на рис. 6. $H_1 = 654$ Э (а) и $H_2 = 721$ Э (б)

Рассмотрим теперь влияние величины поля H на длительность входных импульсов $T_0^c(H)$, отвечающих при некотором заданном расстоянии S между антеннами достижению условия компрессии выходного импульса $L_c(T_0^c) = S$. На рис. 8 для расстояния $S = 10$ мм квадратами, соединенными сплошной линией, показана экспериментальная зависимость $T_0^c(H)$. Кружки и треугольники отвечают зависимостям $T_0^c(H)$, рассчитанным по (17) при подстановке $L^c = S = 10$ мм и значений β и V_g , обозначенных на рис. 6 треугольниками и кружками, соответственно.

Из рис. 7, 8 можно видеть, что экспериментальные и рассчитанные зависимости $L_c(T_0)$ и $T_0^c(H)$ совпадают с точностью не хуже 50%. Наибольшее расхождение наблюдается при параметрах эксперимента, отвечающих компрессии входных импульсов малой длительности T_0 . Понятно, что одна из причин указанного расхождения связана с отклонением формы импульса при малых T_0 от прямоугольной из-за

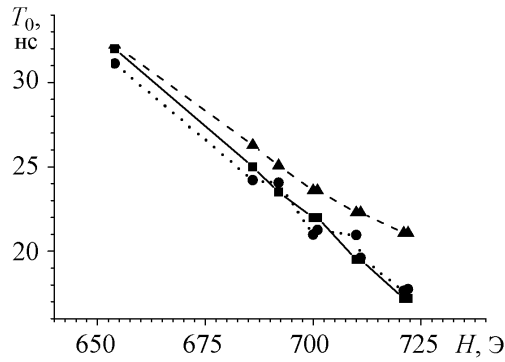


Рис. 8. Зависимости длительности входного импульса от намагничивающего поля, измеренные экспериментально (квадратики) и полученные по формуле (17) (кружки и треугольники) с использованием коэффициентов, приведенных на рис. 6, при расстоянии между преобразователями $S = 10$ мм

конечной длительности фронта T_f и среза T_c импульса. Другая причина заключается в широком пространственном спектре импульсов ПМСВ при малых T_0 . Действительно, импульс $T_0 = 10$ нс имеет ширину спектра $\Delta f \sim 1/T_0 = 100$ МГц. При поле $H_2 = 721$ Э для рассмотренной пленки ширина спектра волновых чисел составит $\Delta k \approx 47$ см $^{-1}$ при волновом числе несущей $k = 70$ см $^{-1}$. Как видно, ширина пространственного спектра сравнима с волновым числом в рабочей точке, что приводит к нарушению условия (46), определяющего применимость использованного подхода. Следствием этого становится неоднородность V_g и β по спектру импульса.

Отметим, что в эксперименте спектр импульса может сужаться за счет неравномерности по частоте как эффективности возбуждения ПМСВ микрополосковым преобразователем, так и потерь ПМСВ в линии задержки – эффект фильтрации [12]. Этот эффект также может давать вклад в расхождение результатов эксперимента с расчетом.

3.3. Оценка влияния нелинейных эффектов на результаты эксперимента. Отметим, что помимо дисперсионных эффектов на распространение импульсов МСВ в пленках ЖИГ значительное влияние могут оказывать нелинейные явления, связанные с процессами трех- и четырехмагнотного взаимодействия [13,14]. Для выбранных частоты возбуждения ПМСВ $f_T = 4.1$ ГГц и диапазона полей подмагничивания $H = 654 \div 730$ Э процессы трехмагнотного распада в пленках ЖИГ запрещены законами сохранения и наиболее вероятными оказываются процессы четырехмагнотного взаимодействия. Причем последние могут быть связаны как с эффектами параметрического возбуждения спиновых волн, так и с эффектами самовоздействия ПМСВ.

Для анализа вклада указанных нелинейных эффектов в результаты эксперимента оценим амплитуду высокочастотной намагниченности ПМСВ $|m_{\text{ПМСВ}}|$. Для этого воспользуемся связью $|m_{\text{ПМСВ}}|$ с мощностью волны $P_{\text{ПМСВ}}$, которую можно представить в виде [15]

$$P_{\text{ПМСВ}} = |m_{\text{ПМСВ}}|^2 V_g \cdot d \cdot w, \quad (20)$$

где w – ширина пленки ЖИГ, которая составляла в нашем случае 4 мм. Учтем далее, что используемые в наших экспериментах микрополосковые преобразователи обеспечивали при параметрах эксперимента возбуждение ПМСВ с мощностью $P_{\text{ПМСВ}}$ не более 20% от уровня падающей $P_0 = 10$ мВт: $P_{\text{ПМСВ}} \leq 2$ мВт. Групповая скорость

ПМСВ в условиях экспериментов принимала значения $V_g \approx (9 - 15) \cdot 10^6$ см/сек (см. рис. 5). Тогда из (20) получим, что амплитуда высокочастотной намагниченности ПМСВ в наших экспериментах не превышала величины $|m_{\text{ПМСВ}}| < 1.6$ Гс.

Рассмотрим возможность параметрического возбуждения спиновых волн импульсами ПМСВ с амплитудой намагниченности $|m_{\text{ПМСВ}}| < 1.6$ Гс и длительностью $T_0 \approx 10 \dots 60$ нс. Для этого следует принять во внимание, что процесс параметрического возбуждения спиновых волн характеризуется конечным временем развития t^* [16]

$$1/t^* \approx (2\pi g \Delta H_k) \left(\frac{|m_{\text{ПМСВ}}|^2}{|m_{\text{th}}|^2} - 1 \right)^{1/2}, \quad (21)$$

где m_{th} пороговая амплитуда намагниченности, при которой оказывается возможным возбуждение параметрических спиновых волн (ПСВ) непрерывным сигналом ПМСВ, ΔH_k – скорость релаксации ПСВ с волновым числом k . Очевидно, что возбуждение ПСВ импульсным сигналом возможно, если, во-первых, амплитуда намагниченности превышает порог

$$|m_{\text{ПМСВ}}| > |m_{\text{th}}| \quad (22a)$$

и, во-вторых, длительность импульса превышает время t^*

$$T_0 > t^*. \quad (22b)$$

Пороговое значение m_{th} можно оценить с помощью соотношения [16]

$$m_{\text{th}} = M_0 \sqrt{\frac{g \Delta H_k \cdot f_{\Gamma}}{\tilde{f}_H (\tilde{f}_H + f_m)}}, \quad (23)$$

где $\tilde{f}_H = f_H + f_m \cdot D \cdot k_{\text{ПМСВ}}^2$, $D = 3 \cdot 10^{-11}$ см² – обменная жесткость в ЖИГ. Если принять, что $\Delta H_k \approx \Delta H \approx 0.35$ Э, $k_{\text{ПМСВ}} \approx 10^5$ см⁻¹, то из (23) получим $m_{\text{th}} \approx 1.5$ Гс и при амплитуде намагниченности в волне $|m_{\text{ПМСВ}}| \approx 1.6$ Гс условие (22a) выполняется. С другой стороны, как нетрудно видеть из (21), данной величине порога и намагниченности в волне отвечает время развития параметрической неустойчивости $t^* \approx 430$ нс. Понятно, что при длительности импульсов ПМСВ $T_0 \approx 10 \dots 60$ нс условие (22b) не выполняется. Следовательно, при выбранных параметрах импульсов ПМСВ возбуждение ПСВ невозможно. Отметим, что подтверждение сказанному можно видеть в отсутствии характерного скола в хвостовой части импульса ПМСВ при максимальных длительностях $T_0 \approx 30 \dots 60$ нс (см. рис. 4).

Процессы нелинейного самовоздействия ПМСВ в нашем случае также несущественны. Во-первых, ввиду нарушения для ПМСВ условия Лайтхилла на образование солитонов [17], они не могут приводить к наблюдаемому в эксперименте сжатию импульсов. Кроме того, связанный с такими процессами вклад в поведение комплексной амплитуды ПМСВ оказывается существенным на длине нелинейности [14]

$$L_H = \frac{V_g M_0^2}{|\chi| \cdot |m_{\text{ПМСВ}}|^2} \approx 10 \text{ см}, \quad (24)$$

где $\chi \approx 10^{10} \text{ сек}^{-1}$ коэффициент нелинейности для ПМСВ [17]. Полученное значение длины нелинейности на порядок превышает максимальное расстояние между преобразователями в эксперименте. Ясно, что вкладом эффектов самовоздействия ПМСВ в результаты измерения также можно пренебречь.

Заключение

Таким образом, в рамках подхода, основанного на втором приближении теории дисперсии, рассмотрено изменение ширины супергауссовых и трапециевидных импульсов на половинной высоте в процессе их распространения в линейной диспергирующей среде. Показано, что в отсутствие начальной фазовой модуляции ширина таких импульсов по уровню 1/2 меняется с расстоянием немонотонно и может оказаться меньше ширины входного импульса на длине компрессии, составляющей примерно половину от дисперсионной длины ($L_c \approx 0.44 \cdot L_D$). Показано, что указанная компрессия вызвана частотной модуляцией, которая на начальном этапе эволюции импульса наводится на плоской части огибающей за счет дисперсионного возмущения фронтов. Экспериментально показано, что указанный механизм компрессии реализуется при распространении импульсов поверхностных магнитостатических волн в пленках железиттриевого граната. Последнее обстоятельство показывает, что рассмотренный эффект сжатия прямоугольных импульсов магнитостатических волн в пленках железиттриевого граната следует учитывать как при разработке устройств по обработке импульсных сигналов СВЧ на основе эффектов распространения магнитостатических волн, так и при интерпретации результатов экспериментов по изучению солитонов огибающей импульсов магнитостатических волн.

Работа поддержана грантами РФФИ № 04-02-17537, CRDF № REC-006, а также грантом Фонда содействия отечественной науке за 2005 год.

Библиографический список

1. *Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П.* Теория волн. М.: Наука, 1990.
2. *Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С.* Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988.
3. *Сухоруков А.П.* Оптика сверхкоротких импульсов // Соросовский образовательный журнал. Физика. 1997.
4. *Вайнштейн Л.А.* Распространение импульсов // УФН. 1976. Т. 118, вып. 2. С. 339.
5. *Agrawal G.P., Potasek M.J.* Effect of frequency chirping on the performance of optical communication systems // Optics Letters. 1986. Vol. 11, №5. P. 318.
6. *Anderson D., Lisak M.* Propagation characteristics of frequency-chirped super-Gaussian optical pulses // Optics Letters. 1986. Vol. 11, № 9. P. 569.
7. *Iwashita K., Nakagawa K., Nakano Y., Suzuki Y.* Chirp pulse transmission through a single-mode fibre // Electronics Lett. 1982. Vol. 18, № 20. P. 873.

8. *Kalinikos B.A., Kovshikov N.G., Slavin A.N.* Observation of dipole spin wave envelope solitons in ferromagnetics films // *IEEE Trans. on magnetics*. 1990. Vol. 26, №5. P. 1477.
9. *Кудинов Е.В., Шабунин А.П.* Прохождение сигналов в линии задержки на основе магнитостатических волн (МСВ) // *Радиотехнические устройства*. Киевск. политехн. ин-т, 1987. С.4.
10. *Гуревич А.Г., Мелков Г.А.* Магнитные колебания и волны. М.: Наука, 1994.
11. *Медведев В.В., Фетисов Ю.К.* Вопросы кибернетики. Устройства и системы. М.: МИРЭА, 1983. С.171.
12. *Костылев М.П., Ковшиков Н.Г.* Возбуждение, формирование и распространение солитоноподобных импульсов спиновых волн в ферромагнитных пленках (численный расчет и эксперимент) // *ЖТФ*. 2002. Т. 72, вып.11. С. 5.
13. *Synogach V.T., Fetisov Yu.K., Mathieu Ch., Patton C.E.* Ultra short magnetostatic surface wave pulse formation due to three magnon splitting // *IEEE Intermag. Canada, Toronto 9-13 April 2000*. P. GC-06.
14. *Filimonov Yu.A., Marcelli R., Nikitov S.A.* Non-linear magnetostatic surface waves pulse propagation in ferrite-dielectric-metal structure // *IEEE Trans. on magn.* 2002, September. Vol. 38, №5. P. 3105.
15. *Казаков Г.Т., Кожевников А.В., Филимонов Ю.А.* Четырехмагنونный распад поверхностных магнитостатических волн в пленках железоиттриевого граната // *ФТТ*. 1998. Т. 39. С. 330.
16. *Чиркин В.И., Шильников Ю.Р., Челищев Н.И.* Время возбуждения спиновых волн для нелинейных процессов первого и второго порядков // *ФТТ*. 1968. Т. 10, вып.6. С. 1876.
17. *Звездин А.К., Попков А.Ф.* К нелинейной теории магнитостатических спиновых волн // *ЖЭТФ*. 1983. Т. 84, вып.2. С. 606.

*Саратовский филиал Института
радиотехники и электроники РАН*

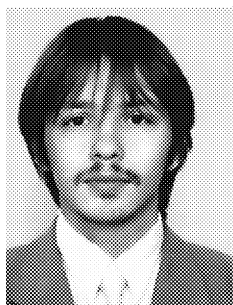
*Поступила в редакцию
После доработки*

*4.11.2004
7.02.2005*

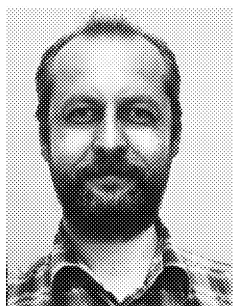
RECTANGULAR PULSE COMPRESSION IN LINEAR DISPERSIVE MEDIA

A.A. Galishnikov, A.V. Kozhevnikov, Yu.A. Filimonov

Based on the parabolic differential equation solution behaviour of the pulse width at half-height in linear second order dispersion media was analyzed. It was shown that rectangular non-chirped pulse width varies non-monotonously with distance and reaches 50–60% initial width at compression length that is equal to 0.44 dispersive length. This compression was shown to be caused by dispersive pulse-edges perturbations that lead to frequency chirp on pulse top. The results of experiment with non-chirped rectangular surface magnetostatic wave pulses in yttrium iron garnet film are presented and are in qualitative agreement with the theoretical results.



Галитников Александр Александрович – родился в 1980 году в Саратове. Окончил факультет нелинейных процессов Саратовского государственного университета (1997). По окончании поступил в аспирантуру Института радиотехники и электроники РАН. Работает в Саратовском филиале того же института в должности младшего научного сотрудника. Область научных интересов - нелинейная динамика распределенных систем, магнитостатические волны в ферритовых планарных структурах.



Кожевников Александр Владимирович – 1962 года рождения, окончил физический факультет Саратовского государственного университета (1984). Научный сотрудник Саратовского филиала Института радиотехники и электроники. Область научных интересов - физика твердого тела, нелинейная динамика распределенных систем, магнитостатические волны в ферритовых планарных структурах.



Филимонов Юрий Александрович – родился в 1955 году. Окончил Московский физико-технический институт (1979), кандидат физико-математических наук, директор Саратовского филиала ИРЭ РАН. Область научных интересов - волновые явления в магнитных пленках. E-mail: fil@sfire.san.ru