

ВОЗДЕЙСТВИЕ МОЩНОГО ИМПУЛЬСА СВЕТА  
НА ТРАЕКТОРИИ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН  
В ЛИНЕЙНО НЕОДНОРОДНОМ ПОЛЕ© 2023 г. В. С. Власов<sup>а</sup>, В. Г. Шавров<sup>б, \*</sup>, В. И. Щеглов<sup>б</sup><sup>а</sup>Сыктывкарский государственный университет им. П. Сорокина,  
Октябрьский просп., 55, Сыктывкар, 167001 Российская Федерация<sup>б</sup>Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,  
ул. Моховая, 11, корп. 7, Москва, 125009 Российская Федерация

\*E-mail: shavrov@cplire.ru

Поступила в редакцию 17.05.2022 г.

После доработки 17.05.2022 г.

Принята к публикации 27.05.2022 г.

Рассмотрена трансформация траекторий поверхностных магнитостатических волн, распространяющихся в ферритовой пленке, намагниченной линейно неоднородным полем, вызванная воздействием мощного импульса света от фемтосекундного лазера. В качестве механизма действия света на распространение волн отмечено уменьшение намагниченности пленки за счет повышения ее температуры. Выявлен ступенчатый характер трансформации траекторий распространяющихся волн, синхронный с временными параметрами фемтосекундного импульса. Трансформация траекторий интерпретирована на основе методов изочастотных кривых и Гамильтона–Аулда.

DOI: 10.31857/S003384942303018X, EDN: IDWRJK

## ВВЕДЕНИЕ

Магнитостатические волны, распространяющиеся в пленках железо-иттриевого граната (ЖИГ), являются основой для широкого класса устройств обработки информации в СВЧ-диапазоне [1–6]. В последнее время значительное развитие получило исследование волновых процессов в магнитных средах, подверженных воздействию мощных импульсов света от фемтосекундного лазера [7–17]. Порождаемые при этом интенсивные упругие волны за счет магнитоупругости дают начало магнитоупругим и чисто магнитным – магнитостатическим волнам, что находит свое отражение в развитии широкого направления, именуемого “сверхбыстрой магнитоакустикой” [18].

В большинстве известных работ описаны магнитостатические волны, распространяющиеся в однородном поле, так что их пучок является прямолинейным. Дополнительные весьма широкие функциональные возможности открывает распространение магнитостатических волн в неоднородных полях [19–21], где траектория волнового пучка изгибается в соответствии с характером неоднородности поля. При неизменном направлении поля наиболее простыми конфигурациями неоднородности является “линейно неоднородное поле”, а также поля в виде “долины” и “вала” [21, с. 165].

Характерным свойством воздействия на магнитную среду импульсом света от фемтосекундного лазера является резкое, происходящее в фемтосекундном временном масштабе уменьшение намагниченности среды за счет повышения ее температуры [8, 22, 23]. При распространении магнитостатической волны в неоднородном поле изменение намагниченности среды должно приводить к изменению конфигурации траектории волнового пучка.

Цель данной работы – рассмотреть трансформацию траекторий поверхностных магнитостатических волн в линейно неоднородном поле, происходящую в результате резкого изменения намагниченности среды под действием мощного импульса света от фемтосекундного лазера.

## 1. ОБЩАЯ ГЕОМЕТРИЯ ЗАДАЧИ

Общая геометрия задачи показана на рис. 1. В ее основе лежит ферритовая пленка (пластина) толщиной  $d$ , намагниченная постоянным полем  $H_0$  в ее плоскости. Декартова система координат  $Oxyz$  выбрана таким образом, что плоскость  $Oyz$  совпадает с плоскостью пленки, ось  $Ox$  ей перпендикулярна, а ось  $Oz$  ориентирована вдоль направления поля  $H_0$ . Направление этого поля по

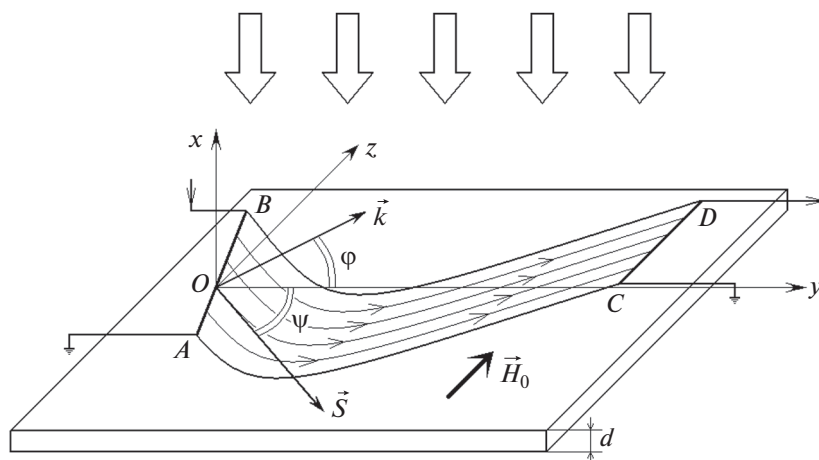


Рис. 1. Общая геометрия задачи.

всей плоскости пленки сохраняется постоянным, а его величина меняется. В рамках данной работы предполагается, что компонента поля  $H_z$  по мере увеличения координаты  $z$  возрастает по линейному закону.

Для возбуждения и приема магнитостатических волн используются два преобразователя —  $AB$  и  $CD$ , в простейшем случае выполненные в виде прямолинейных антенн, наложенных на поверхность пленки.

Начало системы координат  $O$  приходится на середину возбуждающего преобразователя  $AB$ . Преобразователь  $AB$  возбуждает пучок магнитостатических волн, показанный на рис. 1 в виде параллельных изогнутых линий. Стрелки указывают направление распространения пучка. Благодаря неоднородности поля  $H_0$  траектория пучка изгибается, приводя его к приемному преобразователю  $CD$ .

Волна, возбуждаемая преобразователем  $AB$ , имеет волновой вектор  $\vec{k}$ , перпендикулярный длине преобразователя. Азимутальный угол между волновым вектором и осью  $Oy$  обозначен через  $\varphi$ . Вследствие гиротропии материала пленки вектор групповой скорости  $\vec{s}$  той же волны направлен в противоположную сторону относительно оси  $Oy$ , составляя с этой осью азимутальный угол  $\psi$ . В процессе распространения волны вектор групповой скорости  $\vec{s}$  всегда ориентирован вдоль траектории распространения, а проекция волнового вектора  $\vec{k}$  на ось  $Oy$  сохраняется. Таким образом, в процессе распространения волны углы  $\varphi$  и  $\psi$  могут изменяться.

При положительном значении угла  $\varphi$  в точке исхода волны от излучающего преобразователя  $AB$ , а также при линейном возрастании поля вдоль координаты  $z$ , траектория имеет  $V$ -образный

вид, т.е. сначала волна идет в сторону меньшего поля, после чего, пройдя минимум, устремляется к большему значению поля, вплоть до достижения верхней полевой границы существования магнитостатических волн [21, с. 166, рис. 4.2, кривая  $L_3$ ].

Основная задача данной работы — рассмотреть трансформацию траекторий под действием мощного импульса света. В данной геометрии лучи света падают на всю рабочую поверхность пленки в целом (см. рис. 1, широкие стрелки сверху), однако время падения света определяется началом и продолжительностью импульса фемтосекундного лазера и может быть согласовано со временем распространения магнитостатической волны вдоль траектории.

## 2. МАТЕМАТИЧЕСКИЙ АППАРАТ РАСЧЕТА ТРАЕКТОРИЙ

Распространение поверхностных магнитостатических волн в приведенной геометрии описывается в рамках задачи Дэймона—Эшбаха [21, с. 50–76]. Дисперсионное соотношение, используемое далее, имеет вид [21, с. 67, ф-лы (2.299)–(2.305)]:

$$\beta - 1 - 2\mu\alpha [\text{th}(kd\alpha)]^{-1} = 0, \quad (1)$$

где

$$\beta = (v^2 - \mu^2 + \mu) \cos^2 \varphi - \mu; \quad (2)$$

$$\mu = 1 + \Omega_H / (\Omega_H^2 - \Omega^2); \quad (3)$$

$$v = \Omega / (\Omega_H^2 - \Omega^2); \quad (4)$$

$$\Omega = \omega / 4\pi\gamma M_0; \quad (5)$$

$$\Omega_H = H_0 / 4\pi M_0. \quad (6)$$

Здесь  $M_0$  — намагниченность насыщения материала пленки,  $\omega$  — частота волны,  $\gamma$  — гиромагнит-

ная постоянная (2.8 МГц Э<sup>-1</sup>), параметр  $\alpha$  определяется соотношением [21, с. 66, ф-ла (2.289)]:

$$\alpha = \sqrt{\cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi / \mu}. \quad (7)$$

Предельные значения дисперсионного соотношения (1) при  $k \rightarrow 0$  и  $k \rightarrow \infty$  позволяют определить область существования поверхностных магнитостатических волн по частоте, заключенную в следующих пределах:

$$\omega^{(1)} = \gamma \sqrt{H_0 (H_0 + 4\pi M_0)}; \quad (8)$$

$$\omega^{(2)} = \gamma (H_0 + 2\pi M_0), \quad (9)$$

где  $\omega^{(1)} < \omega^{(2)}$ .

Формулы (8), (9) дают допустимый интервал существования тех же волн по полю:

$$H_0^{(1)} = -2\pi M_0 + \sqrt{(2\pi M_0)^2 + (\omega^{(1)}/\gamma)^2}; \quad (10)$$

$$H_0^{(2)} = \omega^{(2)}/\gamma - 2\pi M_0, \quad (11)$$

где  $H_0^{(1)} > H_0^{(2)}$ .

Дисперсионное соотношение (1) позволяет на плоскости  $O k_y k_z$  построить систему вложенных друг в друга изочастотных кривых, близких по виду к гиперболом, симметричным относительно оси  $O k_y$ . В каждой точке изочастотной кривой заканчивается волновой вектор  $\vec{k}$  и начинается соответствующий вектор групповой скорости  $\vec{s}$ , причем вектор групповой скорости  $\vec{s}$  всегда перпендикулярен касательной к изочастотной кривой [21, с. 96, рис. 2.9].

Для расчета траекторий магнитостатических волн в неоднородном поле далее будем использовать метод Гамильтона–Аулда [21, с. 99–106], состоящий в решении системы уравнений [21, с. 106, ф-лы (2.649)–(2.651)]:

$$\frac{dk}{dy} = k \left( \frac{\partial k}{\partial y} \cos \varphi + \frac{\partial k}{\partial z} \sin \varphi \right) \times \left( k \cos \varphi + \frac{\partial k}{\partial \varphi} \sin \varphi \right)^{-1}; \quad (12)$$

$$\frac{d\varphi}{dy} = - \left( \frac{\partial k}{\partial y} \sin \varphi - \frac{\partial k}{\partial z} \cos \varphi \right) \times \left( k \cos \varphi + \frac{\partial k}{\partial \varphi} \sin \varphi \right)^{-1}; \quad (13)$$

$$\frac{dz}{dy} = \left( k \sin \varphi - \frac{\partial k}{\partial \varphi} \cos \varphi \right) \left( k \cos \varphi + \frac{\partial k}{\partial \varphi} \sin \varphi \right)^{-1}. \quad (14)$$

В рамках данной работы эта система решалась методом Рунге–Кутты четвертого порядка [24, с. 702, табл. 20.8-1, вариант “с”].

### 3. ПАРАМЕТРЫ ЗАДАЧИ

Используем параметры, характерные для задач о распространении поверхностных магнитостатических волн в пленках ЖИГ [21].

Намагниченность насыщения пленки: начальная  $4\pi M_0 = 1750$  Гс, уменьшенная в результате действия импульса света 1400...1600 Гс. Толщина пленки  $d = 15$  мкм. Частота СВЧ 3000 МГц, т.е.  $\omega = 1.855 \times 10^{10}$  с<sup>-1</sup>. Начальный угол (при  $y = 0$ ) между волновым вектором  $\vec{k}$  и осью  $Oy$ :  $\varphi_0 = 30^\circ$ .

Постоянное поле полагаем линейно возрастающим вдоль оси  $Oz$  в виде

$$H_{0z} = H_{00} + 4\pi M_0 g_h z, \quad (15)$$

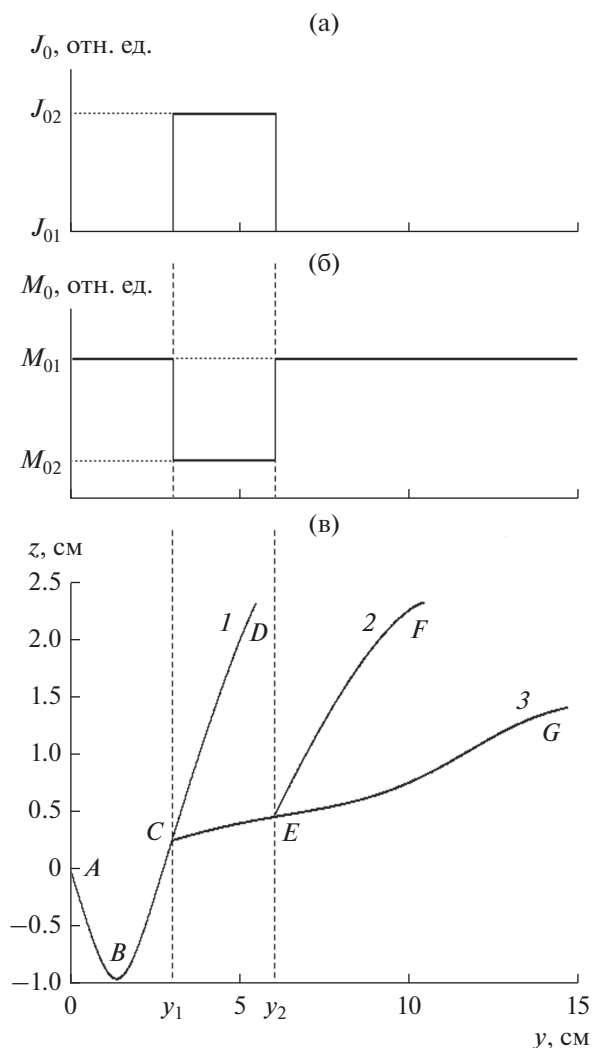
где  $H_{00} = 437.5$  Э,  $g_h = 0.03125$  Э см<sup>-1</sup>,  $H_{0z}$  измеряется в Э, а  $z$  – в см.

### 4. СКАЧОК ТРАЕКТОРИИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИМПУЛЬСА СВЕТА

Качественная картина трансформации траектории поверхностной магнитостатической волны под действием импульса света представлена на рис. 2.

Траектория строится в координатах  $y$  и  $z$  путем прохождения по шагам  $\Delta y$  системы уравнений (12)–(14). В общем случае эта система не содержит явной зависимости от времени, так что описывает конфигурацию траектории волнового пучка в стационарном режиме. Однако если возбуждающий СВЧ-сигнал не является непрерывным во времени, а представляет собой достаточно короткий импульс, то возбуждение магнитной среды, создаваемое этим импульсом, будет распространяться по той же траектории, что и волна в стационарном режиме. Полагая, что длительность импульса возбуждающего СВЧ-сигнала значительно меньше полного времени прохождения магнитного импульса по всей траектории, получаем, что развертка по времени движения импульса эквивалентна развертке траектории по координате  $y$ . Таким образом, далее будем рассматривать развитие процесса распространения магнитного импульса не по времени, а по координате  $y$ .

Согласно рис. 2а, будем полагать, что свет характеризуется двумя уровнями интенсивности:  $J_{01}$ , когда он отсутствует, и  $J_{02}$ , когда он максимален. При этом до момента времени, когда магнитный импульс достигает координаты  $y_1$ , интенсивность света  $J_{01}$  равна нулю, после чего резко возрастает до уровня  $J_{02}$ , а в момент времени, когда магнитный импульс достигает координаты  $y_2$ , снова падает до нуля, оставаясь такой до окончания прохождения магнитного импульса по всей траектории.



**Рис. 2.** Иллюстрация скачка магнитной траектории под действием импульса света. а – импульс света; б – намагниченность; в – траектория магнитного импульса.

Согласно рис. 2б, скачкообразное увеличение интенсивности света при координате  $y_1$  приводит к резкому падению намагниченности пленки с начального значения  $M_{01}$  до значительно более низкого уровня  $M_{02}$ . Окончание действия импульса света при координате  $y_2$  возвращает намагниченность к прежнему значению  $M_{01}$ .

Траектория движения магнитного импульса по плоскости пленки показана на рис. 2в. В отсутствие светового импульса траектория проходит через точки  $A-B-C-D$  (кривая 1), соответствующие намагниченности  $M_{01}$ , представляя собой классический вид траектории “плюс-типа”, характерный для намагничивания пленки линейно возрастающим полем [21, с. 166, рис. 4.2, кривая  $L_3$ ].

Световой импульс при координате  $y_1$  достигает траекторию в точке  $C$ , где намагниченность резко падает, так что далее  $y_1$  магнитный импульс движется по значительно более пологой траектории  $C-E-G$  (кривая 3), имеющей тот же “плюс-тип”, но соответствующий меньшему значению намагниченности  $M_{02}$  (см. рис. 2б).

Однако продолжительность светового импульса ограничена, так что он заканчивается при координате  $y_2$ , в результате чего намагниченность возвращается к прежнему значению  $M_{01}$  (см. рис. 2б). Траектория магнитного импульса в точке  $E$ , соответствующей координате  $y_2$ , возвращается к прежнему виду “плюс-типа” с тем отличием, что здесь она начинается в другой точке и соответствующий ее участок принимает вид  $E-F$  (кривая 2). Таким образом, полная траектория движения магнитного импульса, подверженная действию импульса света, имеет вид  $A-B-C-E-F$ .

*Замечание.* Проведенное рассмотрение предполагает, что изменение намагниченности следует за изменением интенсивности света полностью синхронно, т.е. мгновенным образом. Однако в реальном случае намагниченность при изменении температуры пленки меняется по экспоненциальному закону [17]. Влияние магнитоупругости вносит дополнительные особенности [16]. Учет таких особенностей может составить предмет для отдельного исследования.

## 5. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ СКАЧКА ТРАЕКТОРИИ НА ОСНОВЕ МЕТОДА ИЗОЧАСТОТНЫХ КРИВЫХ

Рассмотрим теперь интерпретацию скачка траектории на основе метода изочастотных кривых. Будем считать, что скачок траектории обусловлен скачкообразным уменьшением намагниченности. Для подробного рассмотрения обратимся к рис. 3. В соответствии с геометрией, представленной на рис. 1, постоянное поле  $H_0$  направлено вдоль оси  $Oz$ , причем величина поля вдоль этой координаты линейно увеличивается в соответствии с формулой (15). Для построения изочастотных кривых используется система  $O k_y k_z$ , оси которой параллельны осям системы  $O u z$ . Все изочастотные кривые 1–3 на рис. 3а и кривые 4, 5 на рис. 3в построены при одной и той же частоте, которая остается постоянной на всей траектории волнового пучка. Верхние части изочастотных кривых 1–3 на рис. 3а (выше горизонтальной оси при  $k_z = 0$ ) соответствуют последовательному прохождению волнового пучка из области большего поля к области меньшего поля. Нижние части тех же кривых соответствуют движению волнового пучка в обратном направлении. Изочастотная кривая 3 на рис. 3а соответствует такой же кривой 3 на

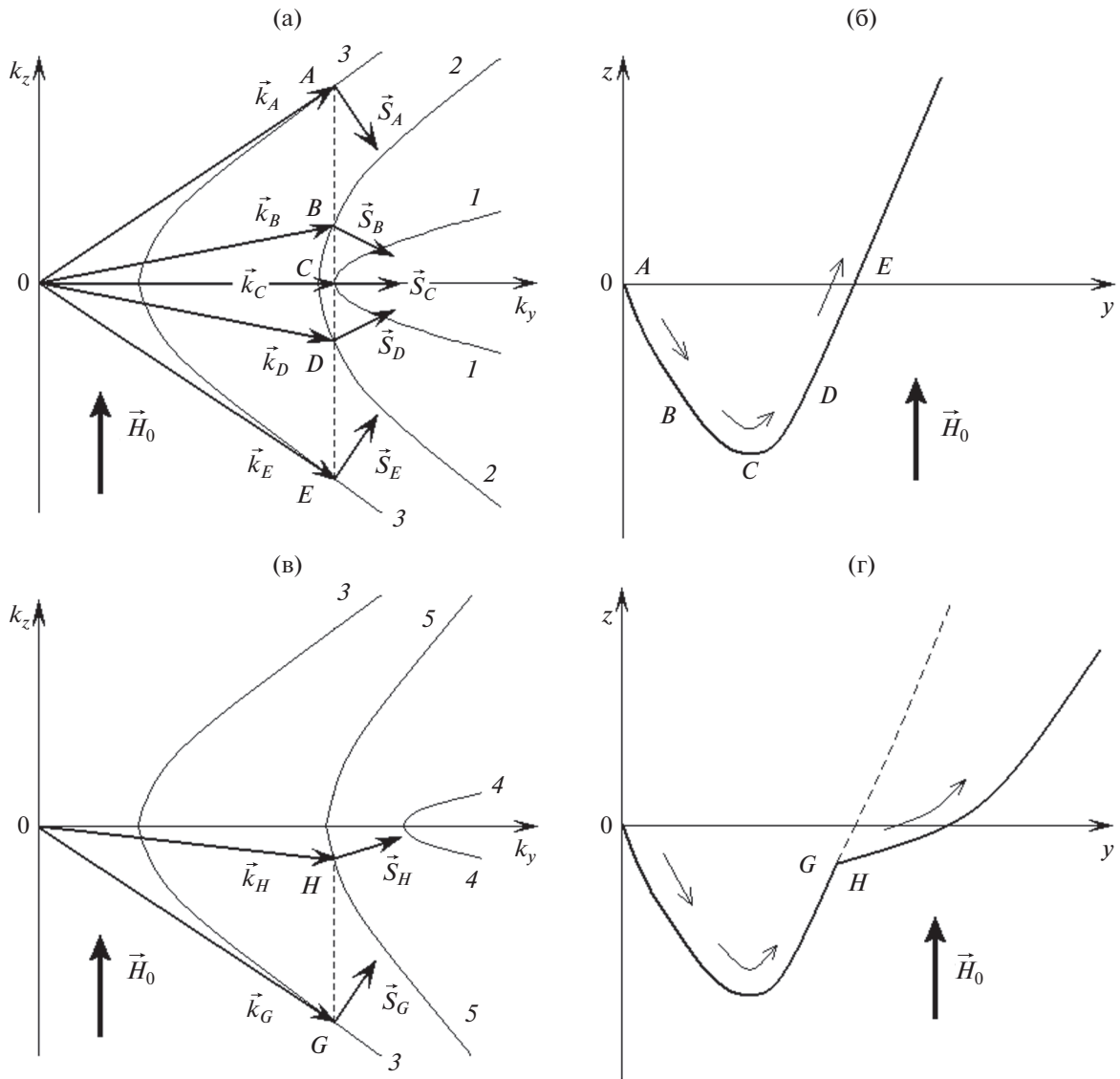


Рис. 3. Схема интерпретации скачка траектории на основе метода изочастотных кривых. а – изочастотные кривые до скачка; б – траектория до скачка; в – изочастотные кривые после скачка; г – траектория после скачка. Масштаб по осям изменен для повышения наглядности.

рис. 3в. Все кривые 1–3 на рис. 3а и 3 на рис. 3в соответствуют начальному значению намагниченности до скачка. Кривые 4 и 5 на рис. 3в соответствуют значению намагниченности, уменьшенному в результате скачка. Видно, что эти кривые, оставаясь подобными кривым 1–3, как бы “выдвинуты” из них в сторону больших значений  $k_y$  (так, кривая 4 расположена правее кривой 1, а кривая 5 – правее кривой 3).

На рис. 3а показаны изочастотные кривые до скачка намагниченности. Волновой пучок возбуждается в точке А, где ему соответствует волновой вектор  $\vec{k}_A$  и вектор групповой скорости  $\vec{S}_A$ , перпендикулярный касательной к изочастотной кривой 3 в точке конца вектора  $\vec{k}_A$ . Траектория,

исходящая из точки А на рис. 3б, в соответствии с направлением вектора  $\vec{S}_A$  устремляется вниз по рисунку в область, соответствующую меньшему значению поля  $\vec{H}_0$ . В результате такого движения, волновой пучок переходит в область меньшего значения поля, чем в точке А, так что изочастотная кривая 2 имеет меньший раскрыт, чем кривая 3. Поскольку поле на всем протяжении траектории всегда остается направленным вдоль оси  $Oz$ , то компонента волнового вектора, перпендикулярная направлению поля, т.е.  $k_y$ , всегда остается постоянной (см. рис. 3а, пунктир проведен через точки А–В–С–D–Е, а также рис. 3в, пунктир через точки G–H).

Таким образом, в точке  $B$  изочастотной кривой 2 волновой вектор принимает значение  $\vec{k}_B$ , а вектор групповой скорости – значение  $\vec{s}_B$ . Вектор  $\vec{s}_B$  наклонен относительно оси  $Ok_y$  меньше, чем вектор  $\vec{s}_A$ , так что падение траектории вниз замедляется.

При переходе волнового пучка к еще меньшему значению поля наступает момент, когда волновой вектор  $\vec{k}_C$  ориентируется точно вдоль оси  $Ok_y$ , что соответствует точке  $C$  и изочастотной кривой 1. При этом вектор групповой скорости  $\vec{s}_C$  также выстраивается вдоль оси  $Ok_y$ , так что свое падение прекращает и дальше переходит на ветвь, стремящуюся вверх.

Волновой пучок переходит в область большего поля, что соответствует расширению изочастотной кривой, принимающей вид кривой 2 (см. рис. 3а). Волновой вектор в точке  $D$  принимает значение  $\vec{k}_D$ , а вектор групповой скорости – значение  $\vec{s}_D$ , отклоненное от горизонтальной оси вверх, в результате чего траектория, пройдя точку  $C$ , переходит к точке  $D$ , расположенной выше точки  $C$ . Таким образом, траектория, минув минимум в точке  $C$ , устремляется вверх в сторону большего поля.

Дальнейшее распространение волнового пучка происходит с переходом от точки  $D$  к точке  $E$ , с изочастотной кривой 2 на кривую 3, где волновой вектор принимает значение  $\vec{k}_E$ , а вектор групповой скорости – значение  $\vec{s}_E$ , так что траектория проходит от точки  $D$  к точке  $E$ , принимая в целом  $V$ -образный характер [21, стр. 166, рис. 4.2, кривая  $L_3$ ].

Такой вид траектории и распространение волнового пучка происходит при сохранении постоянного значения намагниченности. Если же намагниченность где-то между точками  $D$  и  $E$  скачкообразно уменьшается, то переход по изочастотным кривым происходит на систему кривых 4, 5, “выдвинутых” из системы 1–3, как это показано на рис. 3в. При этом при условии сохранения компоненты волнового вектора  $k_y$  (см. рис. 3в, штриховая линия) происходит переход от точки  $G$  к точке  $H$ , где волновой вектор принимает значение  $\vec{k}_H$ , а вектор групповой скорости – значение  $\vec{s}_H$ . Как видим, отклонение вектора  $\vec{s}_H$  от горизонтальной оси значительно меньше, чем отклонение вектора  $\vec{s}_D$ , так что траектория претерпевает излом, соответствующий скачку в изменении ориентации вектора  $\vec{s}_C$  на ориентацию вектора  $\vec{s}_H$ , в результате чего ее движение вверх замедляется. На рис. 3в такой излом траектории соответствует скачку по изочастотным кривым от точки  $G$  на точку  $H$ , так что на траектории эти точки сливаются воедино.

Дальнейший ход траектории подобен таковому до скачка намагниченности (выше точки  $E$  на рис. 3б), так что она идет вверх, как и ранее, в сторону увеличения поля, т.е. уже без каких-либо особенностей.

Трансформацию траектории при втором скачке намагниченности, в том числе при восстановлении ее до начального значения, можно рассмотреть подобным же способом, используя вместо системы изочастотных кривых на рис. 3в первоначальную систему кривых, приведенную на рис. 3а. При этом траектория на рис. 3г получит продолжение далее точки  $H$  с точки, где произойдет второй скачок намагниченности, соответствующий возвращению намагниченности к начальному значению, т.е. пойдет далее вверх более круто, подобно продолжению участка  $D$ – $E$  на рис. 3б.

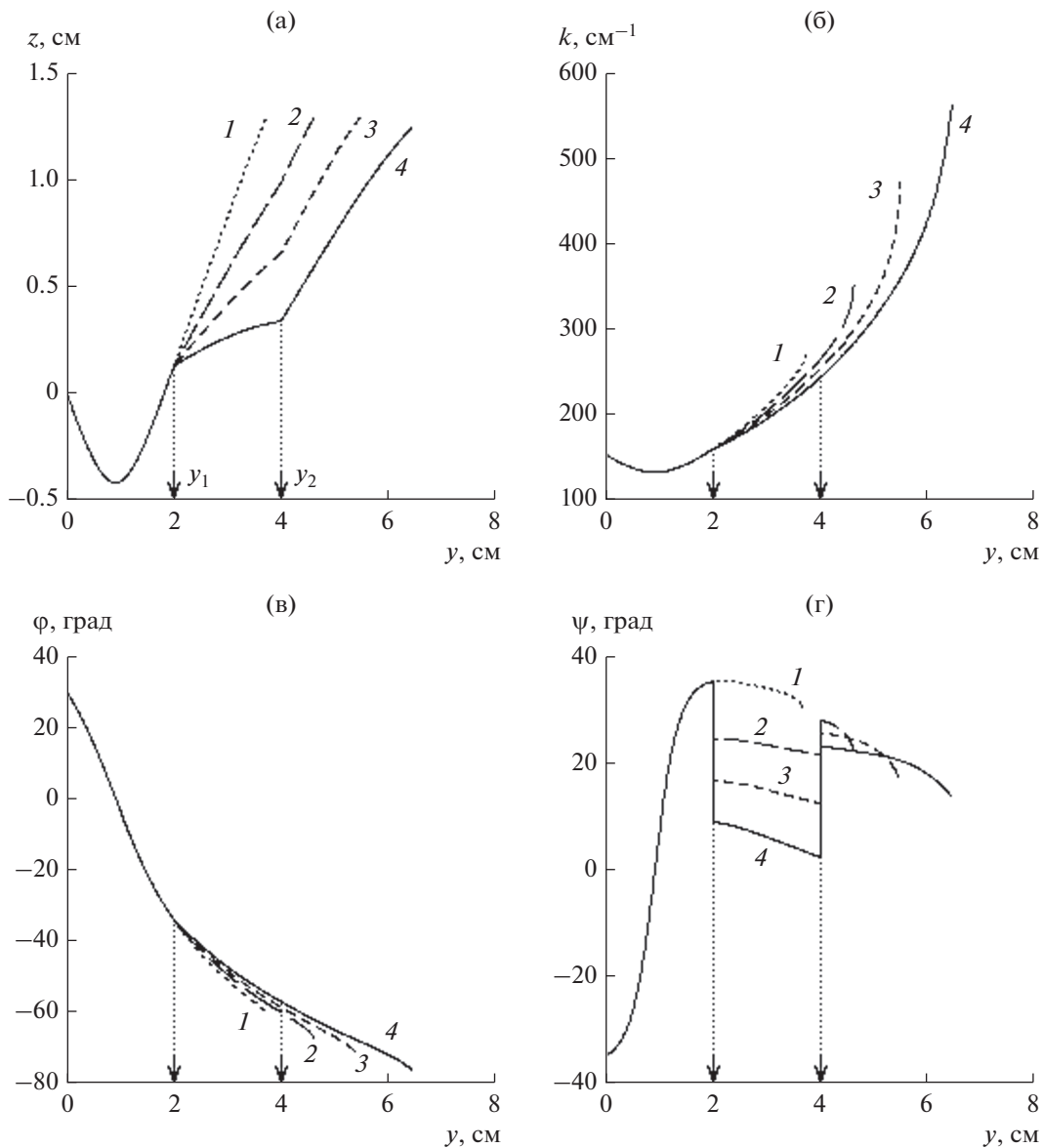
Таким образом, качественно можно полагать, что изначально траектория стремится к большему значению поля, а действие импульса, уменьшающего намагниченность, этому стремлению мешает, так что движение траектории вверх по полю замедляется, однако после окончания импульса, когда намагниченность восстанавливается до прежнего значения, стремление траектории к большему значению поля возобновляется с прежней силой.

## 6. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ СКАЧКА ТРАЕКТОРИИ НА ОСНОВЕ МЕТОДА ГАМИЛЬТОНА–АУЛДА

Рассмотрим теперь обусловленное импульсом света скачкообразное изменение траектории методом Гамильтона–Аулда.

На рис. 4 показаны траектории и соответствующие им зависимости от координаты  $y$  волнового числа  $k$ , азимутальных углов волнового вектора  $\varphi$  и вектора групповой скорости  $\psi$  при различных значениях скачка намагниченности.

Из рис. 4а видно, что все траектории имеют вид “плюс-типа”, подобный показанной на рис. 3в кривой  $A$ – $B$ – $C$ – $E$ – $F$ . При этом излом, соответствующий действию импульса света, по мере увеличения скачка намагниченности, от кривой 1 до кривой 4, также увеличивается. При  $4\pi M_0 = 1750$  Гс, т.е. до начала импульса света и после его окончания, границы интервала существования поверхностных магнитостатических волн в соответствии с формулами (11) и (10) равны:  $H_0^{(2)} = 196.43$  Э и  $H_0^{(1)} = 508.32$  Э. Эти поля соответствуют интервалу координаты  $z$  от  $-4.41$  до  $1.29$  см. Из рис. 4а можно видеть, что все траектории заканчиваются при координате  $z = 1.29$  см, соответствующей верхнему пределу поля  $H_0^{(1)}$ . Нижний предел поля  $H_0^{(2)}$ , соответствующий координате  $z = -4.41$  см не достигается, так как тра-



**Рис. 4.** Траектории волнового пучка (а) и соответствующие им зависимости от координаты  $y$  волнового числа  $k$  (б), азимутальных углов волнового вектора  $\varphi$  (в) и вектора групповой скорости  $\psi$  (г) при различных значениях скачка намагниченности:  $M_{01} = 1750$  Гс (кривые 1–4) и  $M_{02} = 1750$  (1), 1600 (2), 1500 (3), 1400 Гс (4); координаты  $y_1 = 2$  см и  $y_2 = 4$  см (пунктирные стрелки) соответствуют началу и концу импульса света; поле  $H_{0z}$  определяется формулой (15).

ектория поворачивает в сторону большего поля значительно раньше.

Из рис. 4б видно, что кривые 1–4 для волновых чисел до начала действия импульса света полностью совпадают, после чего расходятся тем сильнее, чем скачок намагниченности больше. Все кривые заканчиваются при значениях  $y$ , соответствующих окончанию траекторий на рис. 4а. При этом излом кривых заметен только при  $y_1$ , причем является незначительным, а при  $y_2$  видимый излом вообще отсутствует.

Из рис. 4в видно, что азимутальные углы волнового вектора  $\varphi$  также расщепляются, начиная с  $y_1$ , причем отщепление тем заметнее, чем скачок намагниченности больше. Излом кривых также заметен только при  $y = y_1$ , а при  $y_2$  уже отсутствует. Кривые заканчиваются при значениях  $y$ , соответствующих окончанию траекторий на рис. 4а, а предельные достигаемые значения углов  $\varphi$  определяются углами отсечки [21, с. 72–74].

Из рис. 4г видно, что азимутальные углы вектора групповой скорости  $\psi$  в интервале действия импульса света имеют резко выраженный провал,



тем более глубокий, чем скачок намагниченности больше. Скачкообразное изменение угла  $\psi$  имеет место как при начале действия импульса света, т.е. при  $u_1$ , так и при его окончании, т.е. при  $u_2$ . Окончание кривых 1–4 по  $u$  также соответствует окончаниям траекторий на рис. 4а. Резкое уменьшение угла  $\psi$  при  $u = u_1$  соответствует переходу с изочастотной кривой 5 на изочастотную кривую 3, как это показано на рис. 3в. Увеличение того же угла при  $u = u_2$  соответствует возвращению вектора групповой скорости с кривой 3 обратно на кривую 5.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе рассмотрена трансформация траекторий поверхностных магнитоэлектрических волн, распространяющихся в ферритовой пленке, намагниченной линейно неоднородным полем, вызванная воздействием мощного импульса света от фемтосекундного лазера. Отмечено, что действие света приводит к резкому уменьшению намагниченности пленки за счет повышения ее температуры. В случае, когда длительность импульса значительно меньше времени прохождения волны по всей траектории, часть своего пути волна проходит в среде с меньшей намагниченностью, что приводит к появлению на траектории излома ступенчатого вида. Ступенчатая трансформация траектории качественно интерпретирована с помощью метода изочастотных кривых. Количественная интерпретация явления выполнена на основе метода Гамильтона–Аулда. Получены конфигурации траекторий при различных значениях скачка намагниченности. Отмечено, что увеличение скачка приводит к усилению трансформации траектории. Получены зависимости волнового числа, а также азимутальных углов волнового вектора и вектора групповой скорости от координаты по ходу траектории. Наиболее заметный скачок выявлен для азимутального угла вектора групповой скорости. Характер и величина этого скачка интерпретированы на основе изочастотных кривых.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-55-53019 ГФЕН\_а), Российского научного фонда (проекты № 21-72-20048 и

21-47-00019) и Правительства Республики Коми и РФФИ (проект № 20-42-110004, р\_а).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Adam J.D., Davis L.E., Dionne G.F. et al. // IEEE Trans. 2002. V. MTT-50. № 3. P. 721.
2. Kruglyak V.V., Demokritov S.O., Grundler D. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. № 26. Article No. 264001.
3. Serga A.A., Chumak A.V., Hillebrands B. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. № 26. Article No. 264002.
4. Kim S.-K. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. № 26. Article No. 264004.
5. Khitun A., Bao M., Wang K.L. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. № 26. Article No. 264005.
6. Au Y., Ahmad E., Dmytriiev O. et al. // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 100. № 18. P. 182404.
7. Kirilyuk A., Kimel A.V., Rasing T. // Rev. Mod. Phys. 2010. V. 82. № 3. P. 2731.
8. Bigot J.V., Vomir M. // Ann. Phys. (Berlin). 2013. V. 525. № 1–2. P. 2.
9. Walowski J., Münzenberg M. // J. Appl. Phys. 2016. V. 120. № 14. P. 140901.
10. Dreher L., Weiler M., Pernpeintner M. et al. // Phys. Rev. B. 2012. V. 86. № 13. P. 134415.
11. Thevenard L., Gourdon C., Prieur J.Y. et al. // Phys. Rev. B. 2014. V. 90. № 9. P. 094401.
12. Janusonis J., Chang C.L., Jansma T. et al. // Phys. Rev. B. 2016. V. 94. № 2. P. 024415.
13. Chang C.L., Lomonosov A.M., Janusonis J. et al. // Phys. Rev. B. 2017. V. 95. № 6. P. 060409.
14. Чернов А.И., Кожяев М.А., Ветошко П.М. и др. // ФТТ. 2016. Т. 58. № 6. С. 1093.
15. Власов В.С., Макаров П.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. // Журн. радиоэлектроники. 2017. № 6. <http://jre.cplire.ru/jre/jun17/5/text.pdf>.
16. Власов В.С., Макаров П.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. // Журн. радиоэлектроники. 2018. № 4. <http://jre.cplire.ru/jre/apr18/3/text.pdf>.
17. Власов В.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И. // Журн. радиоэлектроники. 2020. № 6. <http://jre.cplire.ru/jre/jun20/14/text.pdf>.
18. Власов В.С., Голов А.В., Котов Л.Н. и др. // Акустич. журн. 2022. Т. 68. № 1. С. 22.
19. Auld B.A. // Bell Syst. Tech. J. 1965. V. 44. № 3. P. 495.
20. Беснятых Ю.И., Зубков В.И., Тарасенко В.В. // ЖТФ. 1980. Т. 50. № 1. С. 140.
21. Шавров В.Г., Щеглов В.И. Магнитоэлектрические волны в неоднородных полях. М.: Физматлит, 2016.
22. Beaurepaire E., Merle J.C., Daunois A., Bigot J.Y. // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 76. № 22. P. 4250.
23. Koopmans B., Malinowski G., Dalla Longa F. et al. // Nature Mater. 2010. V. 9. № 3. P. 259.
24. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука, 1973.