

DOI <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2020.6.14>

УДК 537.874; 537.624

ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ИЗ МАГНИТНОЙ ПЛЕНКИ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ИМПУЛЬСА СВЕТА

В. С. Власов¹, В. Г. Шавров², В. И. Щеглов²

¹ Сыктывкарский государственный университет имени Питирима Сорокина, 167001, Сыктывкар, Октябрьский пр-т, 55

² Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, 125009, Москва, ул. Моховая, 11-7

Статья поступила в редакцию 16 июня 2020 г.

Аннотация. Рассмотрена задача об излучении электромагнитной волны из магнитной пленки при воздействии короткого импульса света от фемтосекундного лазера. В качестве основного механизма воздействия мощного светового импульса на магнитную среду отмечено резкое повышение ее температуры с соответствующим уменьшением намагниченности. Отмечено, что резкое изменение создаваемого намагниченностью магнитного поля приводит к генерации излучаемой из среды электромагнитной волны. Для интерпретации резкого изменения намагниченности предложена модель встречного ускоренного движения двух магнитных зарядов, имеющих противоположные знаки. Выполнено электродинамическое рассмотрение поставленной задачи. Определено магнитное поле, соответствующее ускоренному движению магнитного заряда. Отмечена его обратная пропорциональность расстоянию до точки наблюдения, что является свидетельством возбуждения распространяющейся электромагнитной волны. Приведено выражение магнитных зарядов через намагниченность, позволяющее определить магнитное поле волны, излучаемой при изменении намагниченности. Рассмотрена динамика изменения температуры магнитной среды при воздействии импульса света от лазера. Показано, что полный процесс изменения температуры состоит из следующих друг за другом процессов нагревания и охлаждения, причем продолжительность нагревания

определяется длительностью импульса, а продолжительность охлаждения определяется механизмом отвода тепла в подложку. Показано, что нагревание магнитной пленки происходит значительно быстрее, чем ее охлаждение, так что ускорение движения магнитных зарядов при нагревании значительно превышает таковое при охлаждении. На основе известной зависимости намагниченности от температуры, рассмотрено поведение намагниченности в процессе нагревания и охлаждения при воздействии импульса света. Показано, что при принятых параметрах задачи изменение намагниченности может достигать полутора-двух раз, что хорошо согласуется с экспериментом. Получены спектральные характеристики излучаемых электромагнитных волн. Показано, что спектр излучения как в процессе нагревания, так и охлаждения имеет резко выраженный максимум, при принятых параметрах приходящийся на единицы терагерц. Приведены некоторые рекомендации для наблюдения эффекта излучения в эксперименте и возможного практического использования.

Ключевые слова: излучение электромагнитной волны, ударное изменение намагниченности, магнитный заряд, фемтосекундный лазер,

Abstract. The task about radiation of electromagnetic wave out of magnetic film by the action of short light pulse from femtosecond laser is investigated. As a main mechanism of influence of powerful light pulse to magnetic media we established the sharp rise if its temperature which is accompanied by decreasing of its temperature. We established that sharp changing of magnetic field which is created by magnetization must lead to generation of electromagnetic wave radiation from media. For the explanation of sharp changing of magnetization the model of approaching rapid motion of two magnetic charges having opposite signs is proposed. The electro-dynamical investigation of supplied task is executed. The magnetic field is found which is connected with the rapid motion of magnetic charge. Its opposite proportion to the distance from point of observation is found. It is established that this fact was the evidence of excitation of propagating electromagnetic wave. We found the presentation of magnetic charges through magnetization which may be able to found

the magnetic field of wave which is radiated by changing of magnetization. We investigated the dynamic of temperature changing of magnetic media when light pulse from laser is influenced. It is shown that the complete process of temperature change consists of successive heating and cooling processes. In this case the duration of heating is determined by the duration of pulse and the duration of cooling is determined by the mechanism of heat removal to the substrate. It is shown that heating of a magnetic film occurs much faster than its cooling. In this case the acceleration of the movement of magnetic charges during heating significantly exceeds that during cooling. Based on the well-known temperature dependence of magnetization, the behavior of magnetization during heating and cooling under the influence of a light pulse is investigated. It is shown that with the adopted parameters of the task, the change in magnetization can reach one and a half to two times, which is in good agreement with experiment. The spectral characteristics of radiated electromagnetic waves are found. It is shown that the spectrum of radiation both during heating and cooling has sharp maximum corresponding to terahertz at the adopted parameters. Some recommendations are given for founding described effect in an experiment and possible practical use.

Key words: radiation of electromagnetic waves, shock changing of magnetization, magnetic charge, femtosecond laser.

Введение

Развитие техники обработки информации требует введения в практику процессов, характерное время которых исчисляется фемтосекундами. Важнейшим направлением здесь является исследование динамических процессов в магнитоупорядоченных средах при воздействии мощными импульсами света, генерируемыми фемтосекундным лазером [1-3]. Главным инструментом исследования здесь является метод «накачки-зонда», при котором возмущение магнитных свойств среды, вызванное фемтосекундным лазером (накачкой), регистрируется с помощью зондирующего луча от другого лазера (зонда), обычно по эффекту Фарадея или Керра [4-7].

Основным механизмом воздействия мощного светового импульса на магнитную среду является резкое повышение ее температуры с соответствующим тепловым расширением, которое в свою очередь приводит к генерации упругих и магнитоупругих волн [8-15]. В то же время, увеличение температуры магнитной среды приводит к уменьшению ее намагниченности, что также неоднократно отмечалось, например, в работах [16-19], для описания которого была предложена «трехтемпературная модель» [16, 17], рассматривающая три механизма изменения свойств среды – электронный, магнитный и упругий. При этом было отмечено, что магнитный и упругий механизмы являются достаточно инерционными и медленно следуют за возбуждающим импульсом, тогда как инерционность электронного настолько мала, что вызванное им изменение намагниченности практически сразу же приводит к ее значительному уменьшению [16, 17].

В описанных в работах [16-19] экспериментах уменьшение намагниченности четко констатировалось, однако электродинамическая его природа и следствие не были рассмотрены в достаточной степени. В то же время, исходя из общих принципов электродинамики, следует ожидать, что резкое изменение намагниченности, то есть создаваемого ей магнитного поля, должно привести к возбуждению соответствующего электрического поля, которое может проявиться как излучение электромагнитных волн.

Настоящая работа посвящена рассмотрению возможности возникновения, а также исследованию некоторых свойств такого излучения.

Следует отметить, что положение об излучении электромагнитных волн из магнитоупорядоченной среды при изменении ее магнитного состояния уже, по-видимому, впервые было отмечено в работе [20]. В эксперименте наблюдалось излучение электромагнитной волны, обусловленное распространением магнитостатической волны в неоднородном поле. В работах [21, 22] была исследована диаграмма направленности такого излучения. В работах [23, 24] была представлена теоретическая трактовка излучения, основанная на модели ускоренного движения магнитных зарядов. В работах

[25, 27] предложенная модель была обобщена на обратные магнитостатические волны и произвольное направление распространения волны. Наиболее подробное описание этого явления во всей его совокупности содержится в главах 7 и 8 монографии [27].

Во всех цитированных работах [20-27] ускоренное движение магнитных зарядов рассматривалось как следствие распространения магнитостатической волны в неоднородном поле. При этом намагниченность среды по абсолютной величине предполагалась постоянной.

В настоящей работе модель ускоренного движения магнитных зарядов применена к ситуации изменения именно абсолютной величины намагниченности среды, обусловленной изменением ее температуры.

1. Общее обоснование постановки задачи

Как отмечено в работе [15], эксперименты по методу «накачки-зонда» делятся на две группы: использующие единую среду и использующие разделенную среду. В экспериментах первой группы импульс света воздействует непосредственно на магнитную среду. При этом за счет высокой мощности импульса среда нагревается, что приводит к уменьшению ее намагниченности. В экспериментах второй группы импульс света воздействует на магнитную среду опосредованно через другую пленку, расположенную на противоположной стороне подложки. Эта вторая пленка обычно является немагнитной, но имеет значительный коэффициент теплового расширения, что обеспечивает возможность возбуждения в ней интенсивных упругих колебаний. При этом до магнитной пленки доходит лишь импульс упругого смещения, вызванный тепловым расширением второй пленки, на которую падает свет. В этом случае в магнитной пленке за счет магнитоупругости возникают магнитные колебания, но общая намагниченность, как правило, не меняется.

В настоящей работе авторы ограничиваются рассмотрением экспериментов первой группы, при которых свет вызывает именно нагревание магнитной пленки с соответствующим уменьшением ее намагниченности.

Некоторые замечания относительно возможности излучения электромагнитных волн в экспериментах второй группы приведены далее в разделе №17.

В качестве среды в экспериментах первой группы обычно используется магнитная пленка (чаще всего пленка никеля), на немагнитной подложке, в качестве которой может использоваться любой материал с хорошей теплопроводностью для отвода лишнего тепла.

Для интерпретации экспериментов используется «трехтемпературная модель» [16, 17], в рамках которой предполагается, что в магнитной пленке одновременно возбуждаются три различные системы: электронов, спинов и колебаний решетки.

Короткий импульс света возбуждает систему электронов, что проявляется как повышение температуры, после чего энергия возбужденной электронной системы расходуется по двум другим системам – фононной и магнетонной. Изменение намагниченности при повышении температуры является результатом интенсивного возбуждения магнетонного резервуара, снижающего суммарную намагниченность.

Времена релаксации трех систем значительно различаются. Так, минимальным оно является только у электронной системы, которая и раскачивается за время действия импульса до значительной амплитуды. Времена релаксации фононной и магнетонной систем значительно превышают время релаксации электронной, так что участие этих систем в изменении температуры, проявляется значительно медленнее, чем электронной. Математическое описание явления в целом представляется в рамках совокупности трех уравнений первого порядка по одному для каждой системы, в которых скорость изменения температуры данной системы предполагается пропорциональной разности температур между этой системой и двумя другими.

Таким образом, необходимым условием реализации трехтемпературной модели является наличие быстро релаксирующей электронной системы, для чего в эксперименте выбирается хорошо проводящий металл, а именно –

никель. Достаточно высокая начальная намагниченность никеля обеспечивает ее крайне быстрое (за фемтосекунды) изменение на значительную величину, достигающую полутора и более раз [16, 17], что в настоящей работе рассматривается как возможный механизм возбуждения электромагнитной волны.

2. Схема метода «накачки-зонда»

Основа геометрии рассматриваемой задачи – та же, что традиционно используется в схеме «накачки-зонда». Применительно к экспериментам второй группы такая схема в наглядном виде приведена в работе [15]. В экспериментах первой группы используется несколько другая схема, показанная на рис. 1.

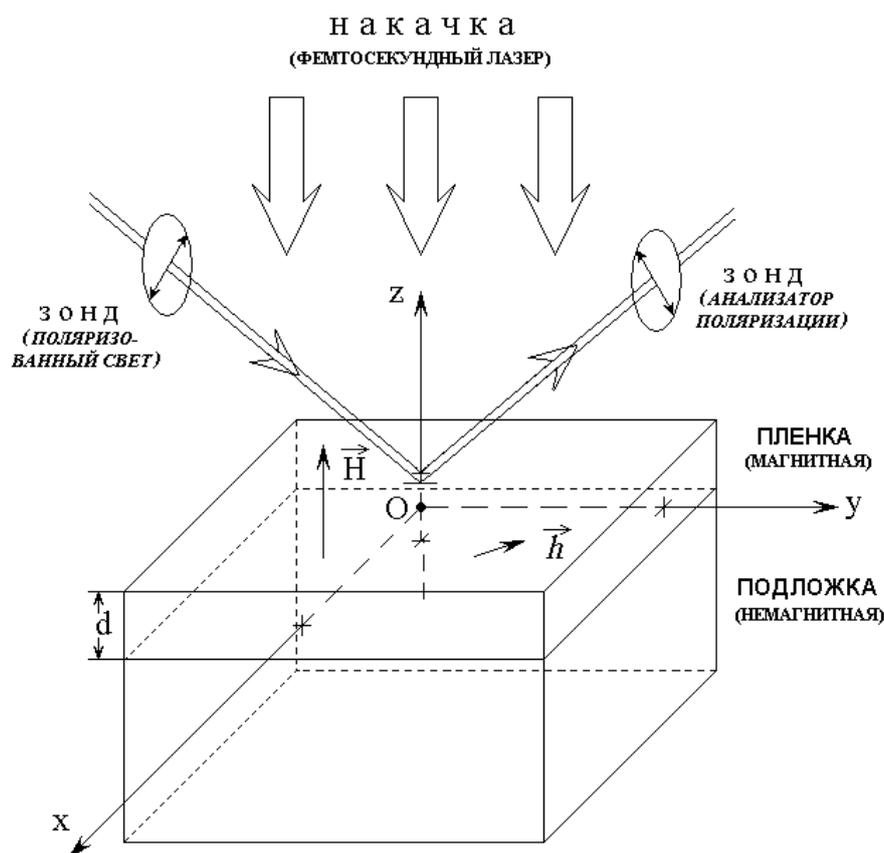


Рис.1. Схема метода «накачки-зонда» в соответствии с экспериментами первой группы.

Здесь свет от мощного фемтосекундного лазера падает непосредственно на магнитную пленку, опирающуюся на немагнитную подложку. При этом под

действием импульса света магнитная пленка быстро нагревается, в результате чего ее намагниченность падает за счет рассмотренного выше электронного механизма. После окончания действия импульса пленка остывает, передавая тепло подложке, откуда оно рассеивается в окружающую среду. При таком охлаждении намагниченность восстанавливается, стремясь по величине к первоначальному значению.

Нагревание пленки, как правило, происходит настолько быстро, что тепло не успевает в достаточной степени отойти в подложку. То есть нагревание является как бы принудительным, а скорость его определяется энергией импульса. Охлаждение является естественным и скорость его определяется эффективностью передачи тепла от пленки к подложке, то есть разностью их температур и свойствами теплопроводности. Поэтому охлаждение, как правило, происходит значительно медленнее, чем нагревание. Более подробно вопрос о влиянии различия времен нагревания и охлаждения рассмотрен далее.

3. Модель встречного движения двух зарядов

Рассмотрим качественную модель возбуждения электромагнитной волны при изменении намагниченности среды.

Будем считать, что магнитоупорядоченная среда представляет собой совокупность магнитных диполей, в той или иной мере связанных обменным взаимодействием. При достаточно низкой температуре (вблизи абсолютного нуля) все магнитные моменты составляющих среду магнитных диполей ориентированы в одном направлении. При этом начальная намагниченность равна сумме магнитных моментов всех диполей.

При повышении температуры происходит частичное разупорядочение диполей среды. Будем полагать, что такое разупорядочение можно рассматривать как изменение ориентации части диполей на обратную, так что суммарная намагниченность уменьшается. При достижении температуры Кюри согласование ориентации всех диполей полностью нарушается и суммарная намагниченность падает до нуля.

Рассмотрим схему разупорядочения на модели из двух дискретных магнитных диполей, показанную на рис.2.

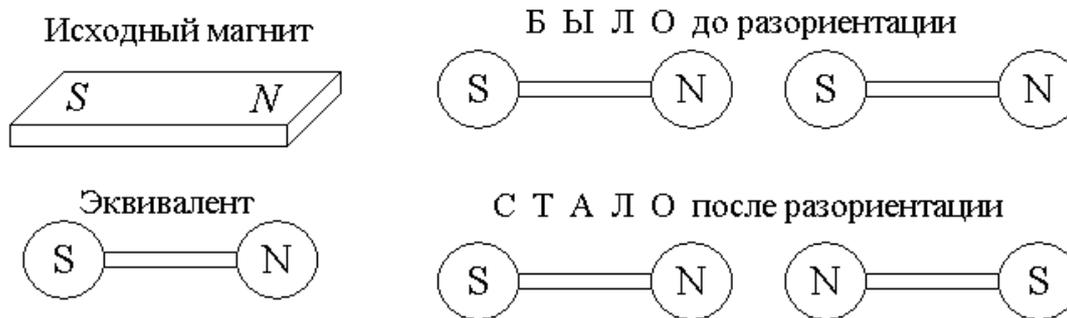


Рис.2. Схематическое изображение эквивалента постоянного магнита (слева) и взаимной ориентации двух диполей (справа).

Слева здесь показан постоянный магнит и эквивалентный ему диполь из двух магнитных зарядов. В правой части рисунка наверху показана взаимная ориентация двух диполей, когда их ориентации согласованы. Суммарная намагниченность (то есть сумма магнитных полей вдоль продольных осей обоих диполей) равна сумме магнитных моментов обоих диполей. Внизу там же показан случай, когда ориентация правого диполя изменилась на противоположную. Теперь суммарная намагниченность вдоль оси диполей равна нулю.

Рассмотрим возможные варианты протекания процесса изменения суммарной намагниченности двух диполей, показанные на рис.3. Здесь в верхнем ряду показано три последовательные позиции структуры их двух диполей, слева направо – от параллельной ориентации через поворот одного из диполей до антипараллельной.

Вообще говоря, такой поворот одного из диполей, то есть синхронное движение по дуге полуокружности каждого из магнитных зарядов, означает, что они движутся с определенным ускорением (в данном случае центростремительным). Однако классический расчет излучения электромагнитной волны при движении электрического заряда по криволинейной траектории довольно сложен [28, разделы 25-27].

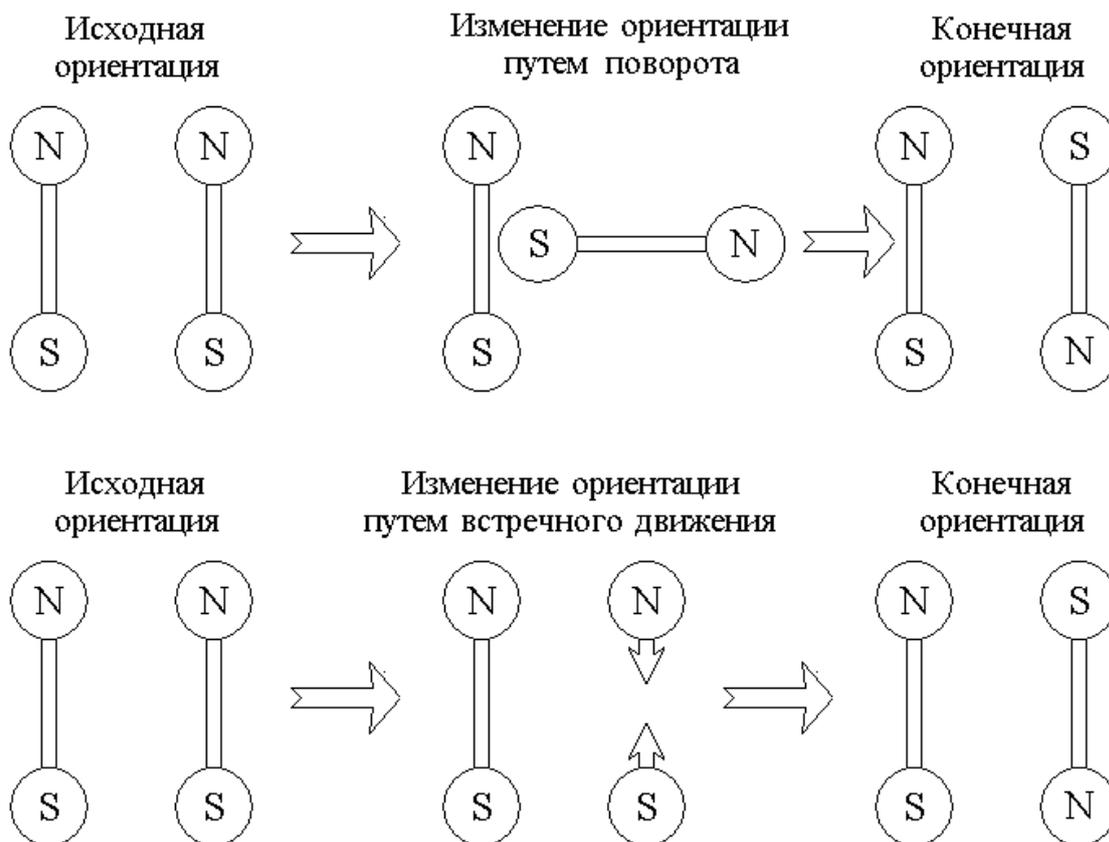


Рис.3. Схема изменения суммарной намагниченности двух диполей путем переориентации одного из них (вверху) и путем встречного движения двух магнитных зарядов (внизу).

Можно полагать, что аналогичные сложности возникнут при расчете криволинейного движения магнитного заряда. Поэтому для упрощения будем предполагать, что изменение ориентации диполя происходит не путем поворота, а за счет взаимного встречного движения составляющих его зарядов, как это показано в нижнем ряду рис.3. При этом заряды поменяются местами, так что требуемое положение разориентации также будет достигнуто, однако заряды будут двигаться по прямой линии, в результате чего расчет должен значительно упроститься.

На рис.4 показана схема динамических параметров движения одного заряда. В качестве примера предполагается, что сначала заряд движется медленно, затем постепенно ускоряется, после чего, пройдя середину пути, далее замедляется.

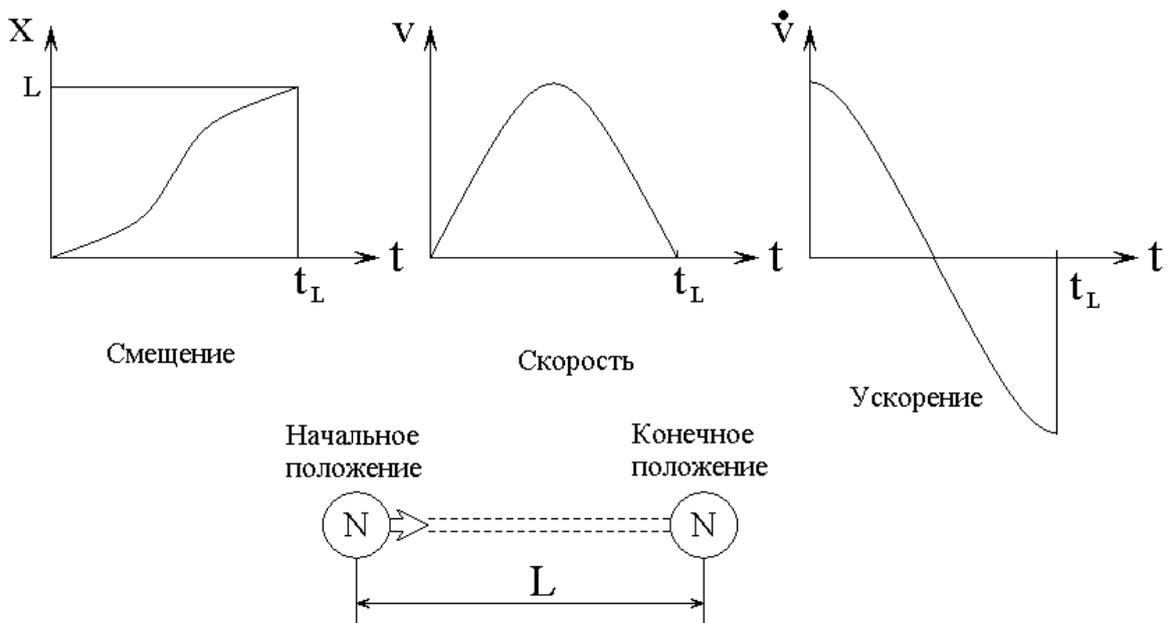


Рис.4. Схема динамических параметров движения одного заряда.

За излучение ответственно в первую очередь ускорение, которое на середине пути изменило знак. Заметим, что данный пример не вполне соответствует реальному движению магнитного заряда, которое будет рассмотрено далее и здесь помещен лишь как иллюстрация предложенной модели для наглядности.

Обратим внимание также на тот факт, что предложенная модель рассматривает встречное движение двух зарядов. То есть при одинаковых знаках обоих зарядов, создаваемые ими поля, за счет противоположности направлений движения, должны были бы вычитаться, то есть суммарное поле равнялось бы нулю. Однако здесь имеет место встречное движение двух зарядов не одноименных, а противоположных знаков, так что их поля складываются. Таким образом, в первом приближении достаточно рассмотреть поле только одного заряда, после чего его удвоить, в результате чего будет получено суммарное поле от совокупности двух зарядов.

4. Электродинамическое рассмотрение

Обратимся теперь к электродинамической стороне задачи. Применительно к геометрии, будем пользоваться обозначениями, принятыми в учебной монографии [28, стр.62, рис.5], показанными на рис.5.

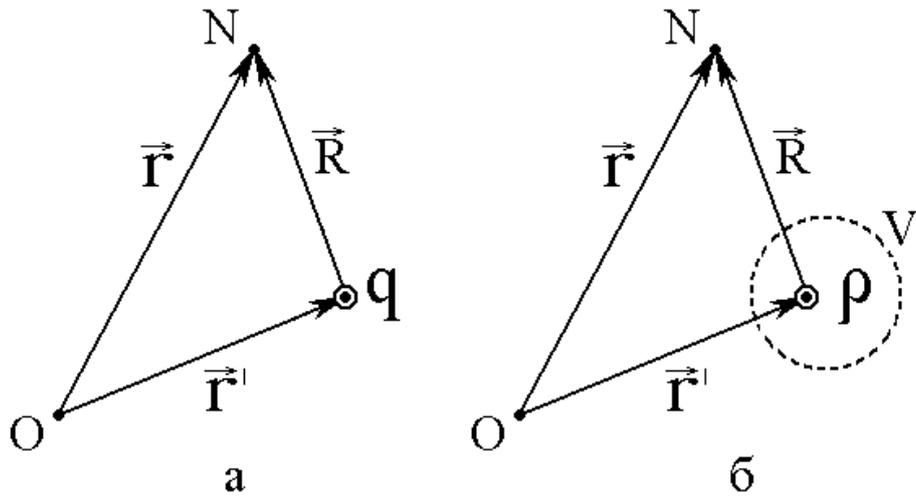


Рис.5. Общая геометрия задачи.

а – заряд, точечный в пространстве – величина q ;

б – заряд, размазанный в объеме V' с плотностью ρ .

Здесь O – начало координат; N – точка наблюдения. Обозначения векторов следующие:

$$\vec{r} \text{ – вектор от начала координат до точки наблюдения;} \quad (1)$$

$$\vec{r}' \text{ – вектор от начала координат до точки нахождения заряда;} \quad (2)$$

$$\vec{R} = \vec{r} - \vec{r}' \text{ – вектор от заряда до точки наблюдения.} \quad (3)$$

Время запаздывания:

$$\tau = t - \frac{R}{c} = t - \frac{|\vec{r} - \vec{r}'|}{c}. \quad (4)$$

Поскольку главным предметом рассмотрения будут магнитные заряды, то надо пользоваться общими уравнениями электродинамики с учетом магнитных зарядов и токов. Полагая $\epsilon = 1$, $\mu = 1$ подобно [29, стр.7, форм.(1.2)], а также следуя далее обозначениям и ходу выкладок, принятых в [27, стр.249-250], получаем:

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} - \frac{4\pi}{c} \vec{j}_m; \quad (5)$$

$$\text{rot } \vec{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \vec{j}_e; \quad (6)$$

$$\operatorname{div} \vec{E} = 4\pi \rho_e; \quad (7)$$

$$\operatorname{div} \vec{H} = 4\pi \rho_m. \quad (8)$$

При отсутствии электрических зарядов и токов, то есть при $\rho_e = 0$ и $\vec{j}_e = 0$, получаем:

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} - \frac{4\pi}{c} \vec{j}_m; \quad (9)$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}; \quad (10)$$

$$\operatorname{div} \vec{E} = 0; \quad (11)$$

$$\operatorname{div} \vec{H} = 4\pi \rho_m. \quad (12)$$

Введем потенциалы – векторный \vec{B}_m и скалярный ψ_m (здесь обозначения выбраны нетрадиционными, чтобы не путать с потенциалами для электрических зарядов и токов).

Выражения полей через потенциалы имеет вид:

$$\vec{E}_m = \operatorname{rot} \vec{B}_m; \quad (13)$$

$$\vec{H}_m = -\operatorname{grad} \psi_m + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}_m}{\partial t}. \quad (14)$$

В (14) перед градиентом выбран знак минус, что является традиционным для электрических зарядов [28, стр.47, форм.(10.2)]. Выбор другого знака в [27, стр.250, форм.(7.54)] обусловлен соответствием с классической задачей Дэймона-Эшбаха [30], которая является основой рассмотрения в [27] и более подробно описана в [31].

Уравнение для векторного потенциала имеет вид:

$$\Delta \vec{B}_m - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{B}_m}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c} \vec{j}_m; \quad (15)$$

В форме запаздывающих потенциалов его решение принимает вид:

$$\vec{B}_m = -\frac{1}{c} \int \frac{\vec{j}_m(\vec{r}', \tau)}{R} dV'. \quad (16)$$

Аналогично для скалярного потенциала получаем уравнение и решение в виде:

$$\Delta \psi_m - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi_m}{\partial t^2} = -4\pi \rho_m; \quad (17)$$

$$\psi_m = \int \frac{\rho_m(r', \tau)}{R} dV'. \quad (18)$$

Перейдем к случаю точечного заряда и сосредоточенного тока, выражаемых через дельта-функции:

$$\rho_m = q \delta(\vec{r}' - \vec{r}_0), \quad (19)$$

$$\vec{j}_m = \rho_m \vec{v}_0 = q \delta(\vec{r}' - \vec{r}_0) \vec{v}_0, \quad (20)$$

где \vec{r}_0 – вектор от начала координат в точку расположения точечного заряда, \vec{v}_0 – скорость движения точечного заряда,

Введем вспомогательные обозначения:

расстояние от заряда до точки наблюдения при запаздывании:

$$\lambda(\tau) = R(\tau) - \frac{\vec{v}_0(\tau) \vec{R}(\tau)}{c}; \quad (21)$$

время запаздывания:

$$\tau = t - \frac{R}{c} = t - \frac{|\vec{r} - \vec{r}_0|}{c}. \quad (22)$$

Подставляя (19)-(21) в (16) и (18), получаем потенциалы типа Лиенара-Вихерта.

Векторный потенциал:

$$B_m = -\frac{q \vec{v}_0}{c \lambda}. \quad (23)$$

Скалярный потенциал:

$$\psi_m = \frac{q}{\lambda}. \quad (24)$$

Можно видеть, что эти формулы с точностью до обозначений и знака в (23) совпадают с приведенными в [27, стр.253, форм.(7.82), (7.83)]. Изменение знака здесь обусловлено тем обстоятельством, что для электрических зарядов знак в правой части уравнения (15) отрицательный, а для магнитных – положительный.

5. Поле, создаваемое движением магнитного заряда

Найдем теперь магнитное поле, создаваемое движением точечного магнитного заряда. Будем исходить из выражения для магнитного поля вида (14). Подставляя потенциалы (23) и (24) в выражение для поля, и выполняя преобразования, аналогичные проведенным в [28, стр.104-110], получаем:

$$\vec{H}_m = q \frac{\left(1 - \frac{\vec{v}_0^2}{c^2}\right)}{\left(R - \frac{\vec{v}_0 \vec{R}}{c}\right)^3} \left(\vec{R} - \frac{\vec{v}_0}{c} R\right) - \frac{q}{c^2 \left(R - \frac{\vec{v}_0 \vec{R}}{c}\right)^3} \left[\vec{R} \times \left[\left(\vec{R} - \frac{\vec{v}_0}{c} R\right) \times \dot{\vec{v}}_0 \right] \right]. \quad (25)$$

Заметим, что это выражение с точностью до обозначений и знака перед вторым слагаемым совпадает с полученным в [27, стр.254, форм.(7.85)]. Можно полагать, что различие знаков здесь вызвано тем же обстоятельством, что и в формуле (23). С другой стороны, изменение знака означает лишь изменение направления получаемого поля на обратное, что компенсируется изменением знака магнитного заряда. В случае переменного поля это может привести лишь к изменению фазы без изменения общего характера колебаний. Так что оба выражения можно считать эквивалентными.

Обратим внимание теперь на структуру выражения (25). При скорости заряда малой по сравнению со скоростью света, можно видеть, что первое слагаемое становится пропорциональным величине $1/R^2$, что эквивалентно полю покоящегося заряда.

Однако в то же время второе слагаемое становится пропорциональным $1/R$, что соответствует распространению в пространстве волны сферической симметрии.

Важно отметить, что второе слагаемое пропорционально ускорению движущегося магнитного заряда \dot{v}_0 , что аналогично условию излучения волны ускоренно движущимся электрическим зарядом [28, стр.109-116].

Таким образом, ускоренное движение магнитных зарядов приводит к излучению электромагнитных волн, подобному таковому для электрических зарядов.

При $\vec{v}_0 \ll c$ второе слагаемое в формуле (25) допускает приближенное упрощение:

$$H_m = \frac{q}{c^2 R^3} \left[\vec{R} \times \left[\vec{R} \times \dot{v}_0 \right] \right]. \quad (26)$$

Эта формула весьма удобна для анализа поляризации и диаграммы направленности излучения, а также для численной оценки величины поля распространяющейся волны.

6. Выражение магнитных зарядов через намагниченность

В эксперименте, как правило, измеряется намагниченность магнитной среды, а не величина магнитного заряда. Однако концепция магнитного заряда весьма удобна для расчета параметров доменных структур, особенно в тех случаях, когда вектор намагниченности ориентируется перпендикулярно внешней поверхности среды, например в случае цилиндрических доменов [32]. При этом в рассмотрение вводится поверхностная плотность магнитных

зарядов σ_m , выполнение микромагнитного расчета для которой в геометрии цилиндрических доменов, показывает, что она равна намагниченности:

$$\sigma_m = M_0. \quad (27)$$

Заметим, что это выражение подобно соотношению между поверхностной плотностью электрических зарядов и величиной вектора поляризации, который для диэлектрической среды является аналогом вектора намагниченности для магнитной [33, стр.62, форм.(12.2)].

Поскольку по определению поверхностная плотность зарядов равна заряду единицы поверхности, то величину магнитного заряда площадки площадью S можно найти по формуле:

$$q_m = \sigma_m S = M_0 S. \quad (28)$$

Подставляя (28) в (26), а также учитывая, что суммарное поле формируется за счет встречного движения двух зарядов противоположных знаков, получаем:

$$H_m = \frac{2M_0 S}{c^2 R^3} \left[\vec{R} \times \left[\vec{R} \times \dot{\vec{v}}_0 \right] \right]. \quad (29)$$

По абсолютной величине поле равно:

$$H_m = \frac{2M_0 S}{c^2 R} \dot{v}_0 = \frac{2M_0 S}{c^2 R} \frac{d^2 z}{dt^2}, \quad (30)$$

где \dot{v}_0 – ускорение движения магнитного заряда, причем в соответствии с геометрией на рис.1, а также в согласии с моделью, представленной на рис.3 (в нижней его части), предполагается, что заряд движется вдоль оси Oz .

7. Динамика температуры

Обратимся теперь к рассмотрению энергетической стороны задачи, то есть температурному режиму, создаваемому в магнитной пленке действием импульса света от фемтосекундного лазера.

Предполагаем, что в продолжение импульса пленке сообщается количество теплоты Q . При этом температура пленки возрастает от T_1 до T_2 . Время нагревания равно времени действия импульса τ_e . Нагревание

происходит настолько быстро, что нагревается только пленка, а подложка не участвует.

Температуры T_1 и T_2 связаны с количеством переданного тепла соотношением:

$$Q = cm(T_2 - T_1), \quad (31)$$

где c – теплоемкость, m – масса пленки.

Из этого соотношения, при заданной начальной температуре T_1 , можно найти конечную температуру T_2 :

$$T_2 = T_1 + \frac{Q}{cm}. \quad (32)$$

После окончания импульса пленка остывает, так что ее температура уменьшается от T_2 до T_1 . Количество рассеиваемого тепла – обратное, так что вместо соотношения (31) получаем:

$$Q = -cm(T_2 - T_1), \quad (33)$$

откуда видно, что $Q < 0$.

Из этого соотношения при заданной начальной температуре T_2 можно найти конечную температуру T_1 :

$$T_1 = T_2 + \frac{Q}{cm}, \quad (34)$$

где величина Q отрицательная, так что заведомо $T_1 < T_2$.

Тепло из пленки уходит в подложку со скоростью, определяемой теплопроводностью подложки, поэтому при плохой теплопроводности время остывания может быть значительно больше времени нагревания, определяемого только длительностью импульса. То есть пленка нагревается быстро, а остывает медленно. Рассмотрим нагревание и охлаждение по отдельности.

8. Нагревание

Рассмотрим сначала нагревание пленки в течение действия импульса лазера.

ГЛАВНОЕ ПРЕДПОЛОЖЕНИЕ ДЛЯ НАГРЕВАНИЯ. Предполагаем, что скорость изменения температуры во времени, то есть величина $\frac{dT}{dt}$, пропорциональна разности между текущим значением температуры и тем, которое может быть достигнуто при бесконечно долгом действии импульса. Это конечное значение температуры обозначим T_p . Оно соответствует установившемуся равновесному состоянию, когда в пленку в единицу времени поступает тепла столько же, сколько уходит, в первую очередь, в подложку. За время действия импульса пленка нагревается только до температуры T_2 , так что $T_2 < T_p$.

Итак, начальная температура T_1 , конечная T_2 . При этом $T_2 > T_1$.

В силу главного предположения полагаем:

$$\frac{dT}{dt} = \alpha(T_p - T), \quad (35)$$

где α – коэффициент нагревания (величина постоянная и положительная).

Раскрывая скобки и перенося переменные величины в левую часть, а постоянные в правую, получаем:

$$\frac{dT}{dt} + \alpha T = \alpha T_p, \quad (36)$$

Это – неоднородное дифференциальное уравнение относительно T .

Решим его методом вариации постоянных [33, 34], для чего сначала рассмотрим однородное уравнение:

$$\frac{dT}{dt} + \alpha T = 0, \quad (37)$$

Будем искать решение в виде:

$$T = e^{\lambda t}. \quad (38)$$

Подставляя (38) в (37), находим:

$$\lambda = -\alpha, \quad (39)$$

Таким образом, решение принимает вид:

$$T = A e^{-\alpha t}, \quad (40)$$

где коэффициент A будем полагать зависящим от времени.

Находим производную:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{dA}{dt} e^{-\alpha t} - \alpha A e^{-\alpha t}. \quad (41)$$

Подставляя (41) в (36) и приводя подобные члены, получаем уравнение для A :

$$\frac{dA}{dt} = \alpha T_p e^{\alpha t}. \quad (42)$$

Интегрируя, получаем:

$$A = \alpha T_p \int e^{\alpha t} dt. \quad (43)$$

Интеграл равен:

$$\int e^{\alpha t} dt = \frac{1}{\alpha} e^{\alpha t} + C, \quad (44)$$

где C – постоянная интегрирования.

Подставляя интеграл в (43), получаем:

$$A = T_p e^{\alpha t} + \alpha T_p C. \quad (45)$$

Подставляя (45) в (40), получаем решение уравнения (36) в виде:

$$T = T_p + \alpha T_p C e^{-\alpha t}. \quad (46)$$

Найдем C из начального условия:

$$T|_{t=0} = T_I. \quad (47)$$

Подставляя в это условие выражение (46), получаем:

$$T_p + \alpha T_p C = T_1, \quad (48)$$

откуда находим:

$$C = - \frac{T_p - T_1}{\alpha T_p}. \quad (49)$$

Подставляя это значение в (46), получаем:

$$T = T_p - (T_p - T_1) e^{-\alpha t}. \quad (50)$$

Легко видеть, что при $t \rightarrow \infty$ это выражение дает $T = T_p$.

Учтем теперь время действия импульса, равное τ_e .

Температура за время τ_e должна принять значение T_2 :

$$T|_{t=\tau_e} = T_2. \quad (51)$$

При этом из (50) получаем:

$$T_2 = T_p - (T_p - T_1) e^{-\alpha \tau_e}. \quad (52)$$

Если задано значение T_2 , то эту формулу можно рассматривать, как способ определения α :

$$\alpha = \frac{1}{\tau_e} \ln \left(\frac{T_p - T_1}{T_p - T_2} \right). \quad (53)$$

Так как $T_2 > T_1$, а также $T_p > T_1$ и $T_p > T_2$, то выражение в скобках больше единицы, поэтому α – положительно.

Если задано значение Q , то с помощью соотношения (32) можно α представить в виде:

$$\alpha = \frac{1}{\tau_e} \ln \left(\frac{T_p - T_1}{T_p - T_1 + \frac{Q}{cm}} \right). \quad (54)$$

9. Охлаждение

Рассмотрим теперь охлаждение пленки после окончания действия импульса лазера.

ГЛАВНОЕ ПРЕДПОЛОЖЕНИЕ ДЛЯ ОХЛАЖДЕНИЯ. Предполагаем, что скорость изменения температуры во времени, то есть величина $\frac{dT}{dt}$, пропорциональна разности между текущим значением температуры и тем, которое может быть достигнуто при бесконечно долгом процессе охлаждения. Это конечное значение температуры обозначим T_1 . Оно соответствует установившемуся равновесному состоянию, когда из пленки в подложку тепло уже не переходит и температура пленки остается постоянной. За время охлаждения температура пленки убывает от значения T_2 до значения T_1 , так что $T_2 > T_1$.

Итак, начальная температура равна T_2 , конечная равна T_1 . Время охлаждения бесконечно велико. Коэффициент охлаждения обозначим через β . В общем случае $\beta \neq \alpha$.

В силу главного предположения, где теперь конечная температура равна T_1 , полагаем:

$$\frac{dT}{dt} = -\beta(T - T_1), \quad (55)$$

где β – коэффициент охлаждения (величина постоянная и положительная), а знак минус соответствует уменьшению температуры при охлаждении.

Раскрывая скобки и перенося переменные величины в левую часть, а постоянные в правую, получаем:

$$\frac{dT}{dt} + \beta T = \beta T_1, \quad (56)$$

Это – неоднородное дифференциальное уравнение относительно T .

Решим его методом вариации постоянных [33, 34], для чего сначала рассмотрим однородное уравнение:

$$\frac{dT}{dt} + \beta T = 0, \quad (57)$$

Будем искать решение в виде:

$$T = e^{\lambda t}. \quad (58)$$

Подставляя (58) в (57), находим:

$$\lambda = -\beta, \quad (59)$$

Таким образом, решение принимает вид:

$$T = B e^{-\beta t}, \quad (60)$$

где коэффициент B будем полагать зависящим от времени.

Находим производную:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{dB}{dt} e^{-\beta t} - \alpha B e^{-\beta t}. \quad (61)$$

Подставляя (61) в (57) и приводя подобные члены, получаем уравнение для B :

$$\frac{dB}{dt} = \beta T_1 e^{\beta t}. \quad (62)$$

Интегрируя, получаем:

$$B = \beta T_1 \int e^{\beta t} dt. \quad (63)$$

Интеграл равен:

$$\int e^{\beta t} dt = \frac{1}{\beta} e^{\beta t} + C, \quad (64)$$

где C – постоянная интегрирования.

Подставляя интеграл в (63), получаем:

$$B = T_1 e^{\beta t} + \beta T_1 C. \quad (65)$$

Подставляя (65) в (60), получаем решение уравнения (35) в виде:

$$T = T_1 + \beta T_1 C e^{-\beta t}. \quad (66)$$

Найдем C из начального условия:

$$T|_{t=0} = T_2. \quad (67)$$

Подставляя в это условие выражение (66), получаем:

$$T_1 + \beta T_1 C = T_2, \quad (68)$$

откуда находим:

$$C = \frac{T_2 - T_1}{\beta T_1}. \quad (69)$$

Подставляя это значение в (66), получаем:

$$T = T_1 + (T_2 - T_1) e^{-\beta t}. \quad (70)$$

Легко видеть, что при $t \rightarrow 0$ это выражение дает $T = T_2$, а при $t \rightarrow \infty$ дает $T = T_1$.

Если известно время τ_g , по прошествии которого температура принимает значение T_g , то из (70) получаем:

$$T_g = T_1 + (T_2 - T_1) e^{-\beta \tau_g}. \quad (71)$$

Это выражение можно рассматривать, как способ определения β :

$$\beta = \frac{1}{\tau_g} \ln \left(\frac{T_2 - T_1}{T_g - T_1} \right). \quad (72)$$

Так как $T_2 > T_1$, а также $T_g > T_1$, то выражение в скобках больше единицы, поэтому β – положительно.

Если задано значение Q , то с помощью соотношения (34) можно β представить в виде:

$$\beta = \frac{1}{\tau_g} \ln \left(\frac{-\frac{Q}{cm}}{T_g - T_2 - \frac{Q}{cm}} \right). \quad (73)$$

В этом выражении в числителе дроби стоит положительная величина (так как $Q < 0$), а в знаменателе, в силу отрицательности Q и того, что $T_g > T_1$, величина также положительная, поэтому под знаком логарифма величина положительная. В то же время, поскольку $T_g - T_2$ величина отрицательная, то числитель дроби больше знаменателя, так что логарифм положителен, откуда следует, что коэффициент β также положителен.

10. Единый процесс нагревания и охлаждения

Рассмотрим единый процесс нагревания и охлаждения. Будем полагать, что в момент времени $t = 0$ на пленку падает импульс от лазера, действие которого продолжается до момента времени $t = \tau_e$. При этом пленка нагревается с постоянной времени α . После окончания действия импульса лазера, то есть с момента времени $t = \tau_e$, пленка охлаждается по времени до бесконечности с постоянной β .

Запишем зависимость температуры пленки от времени в едином процессе с помощью формул (50) и (70), а также учитывая (52).

НАГРЕВАНИЕ:

$$\text{при } 0 \leq t < \tau_e: \quad T = T_p - (T_p - T_1) e^{-\alpha t}; \quad (74)$$

$$\text{при } t = \tau_e: \quad T = T_p - (T_p - T_1) e^{-\alpha \tau_e} = T_2; \quad (75)$$

ОХЛАЖДЕНИЕ:

$$\text{при } t = \tau_e: \quad T = T_1 + (T_2 - T_1) e^{-\beta(\tau_e - \tau_e)} = T_2; \quad (76)$$

$$\text{при } \tau_e < t < +\infty: \quad T = T_1 + (T_2 - T_1) e^{-\beta(t - \tau_e)}. \quad (77)$$

Здесь в последних двух выражениях (76) и (77) в показателе экспоненты время представлено в виде $t - \tau_e$, так как охлаждение начинается в момент времени $t = \tau_e$. В этих формулах T_2 определяется как значение, достигнутое в момент времени $t = \tau_e$, что определяется формулой (75).

Таким образом, для описания полного процесса нагревания и охлаждения должны быть заданы следующие параметры: T_1 , T_p , α , β , τ_e . Описание единого процесса можно представить состоящим из следующих последовательных шагов:

ШАГ №1.

При времени $0 \leq t < \tau_e$ из параметров T_1 , T_p , α определяется зависимость T от t по формуле (74):

$$T = T_p - (T_p - T_1) e^{-\alpha t}. \quad (78)$$

ШАГ №2.

При времени $t = \tau_e$ из параметров T_1 , T_p , α , τ_e определяется значение T_2 по формуле (75):

$$T_2 = T_p - (T_p - T_1) e^{-\alpha \tau_e}. \quad (79)$$

ШАГ №3.

При времени $\tau_e < t < +\infty$ из параметров T_1 , T_2 , β , τ_e определяется зависимость T от t по формуле (77):

$$T = T_1 + (T_2 - T_1) e^{-\beta(t - \tau_e)}. \quad (80)$$

11. Динамика температуры в количественном плане

Выполним теперь несколько более подробное рассмотрение полученных выше зависимостей температуры пленки времени, обращая главное внимание на количественный аспект.

12. Соображения о выборе основных параметров

В проделанном рассмотрении получены аналитические зависимости температуры пленки от времени. Для согласования с экспериментом в полученные формулы надо подставить параметры, допускающие прямое измерение. Доступными параметрами являются: время действия импульса τ_e , и начальная температура пленки T_1 . Зная мощность то есть энергетические параметры используемого фемтосекундного лазера, можно приближено оценить количество теплоты Q , передаваемое пленке. Для рабочего материала пленки могут быть известными ее удельная теплоемкость c и масса m . Конечная температура пленки в момент окончания импульса T_2 не известна, не ясна также температура T_p , определяющая скорость изменения температуры в процессе нагревания пленки. Остаются не известными также коэффициенты (постоянные времени) нагревания и охлаждения α и β . Вообще говоря, если задать каким-то образом (например, из качественных соображений) температуры T_p и T_2 , то по формулам (53), (54), (72), (73) можно определить параметры α и β , однако степень достоверности полученных таким путем значений будет зависеть от меры правдоподобности задания параметров T_p и T_2 ,

С другой стороны, известно, что при длительности импульса порядка десятков и сотен фемтосекунд намагниченность пленки может уменьшиться в полтора-два раза и более [16, 17]. Поэтому в рамках настоящей работы не будем вдаваться в подробности энергетических соотношений, а просто примем необходимые для расчета параметры T_p и T_2 , а также α и β более или менее качественно правдоподобными, в первую очередь так, чтобы их совокупность отвечала наблюдаемому в эксперименте изменению намагниченности.

13. Графическое представление полученных зависимостей

Зависимость температуры пленки от времени при воздействии импульса

от лазера длительностью τ_e имеет вид:

$$\text{при } 0 \leq t < \tau_e: \quad T = T_p - (T_p - T_1) e^{-\alpha t}; \quad (81)$$

$$\text{при } t = \tau_e: \quad T = T_2; \quad (82)$$

$$\text{при } \tau_e < t < +\infty: \quad T = T_1 + (T_2 - T_1) e^{-\beta(t - \tau_e)}. \quad (83)$$

Рассмотрим графическое представление этой зависимости. В формулы (81)-(83) входят параметры: T_1 , T_p , α , β , τ_e . Зададим едиными для всего дальнейшего рассмотрения температуры $T_1 = 300$ град.К, $T_p = 500$ град.К. Остальные параметры будем менять, их значения будут указаны в подписях к рисункам.

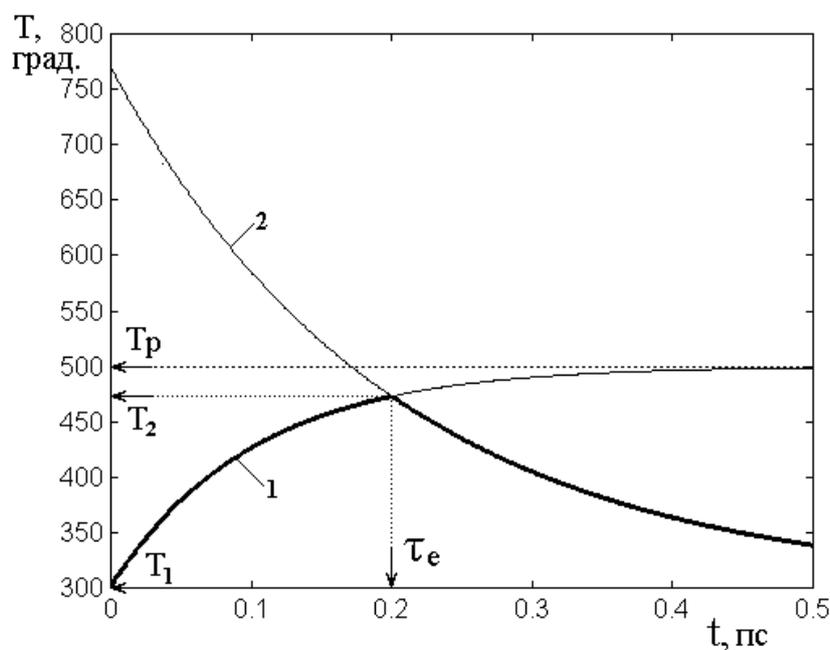


Рис.6. Общая структура зависимости температуры пленки от времени.

Обе кривые построены в интервале времени от нуля до 0,5 пс.

1 – зависимость, построенная по формуле (81);

2 – зависимость, построенная по формуле (83).

Параметры: $\alpha = 10 \text{ пс}^{-1}$, $\beta = 5 \text{ пс}^{-1}$, $\tau_e = 0,2 \text{ пс} = 200 \text{ фс}$.

Обратимся к рис.6, где показана схема образования полных зависимостей температуры пленки от времени, построенных по формулам (81) и (83). С целью наглядности обе кривые приведены в интервале времени от нуля до 0,5 пс, где они заведомо перекрываются. Зависимость, отражающая единый

процесс нагревания и охлаждения, показана утолщенной линией. Точка пересечения кривых 1 и 2 имеет место при окончании действия импульса, то есть при $t = \tau_e = 0,2$ пс. При этом температура T_2 , в соответствии с формулой (75), равна 472,93 град.К.

Из рисунка видно, что обе кривые имеют ярко выраженный экспоненциальный характер, как это следует из формул (81)-(83). С качественной стороны такой их ход отражает плавное нагревание пленки под действием импульса, а после его окончания – плавное охлаждение за счет рассеяния тепла в подложку. При увеличении времени больше τ_e кривая 1 стремится к температуре T_p , а кривая 2 – к начальной температуре T_1 .

Рассмотрим теперь зависимости температуры от времени при различных значениях параметров. На рис.7 показаны зависимости температуры пленки от времени при различных значениях коэффициента нагревания.

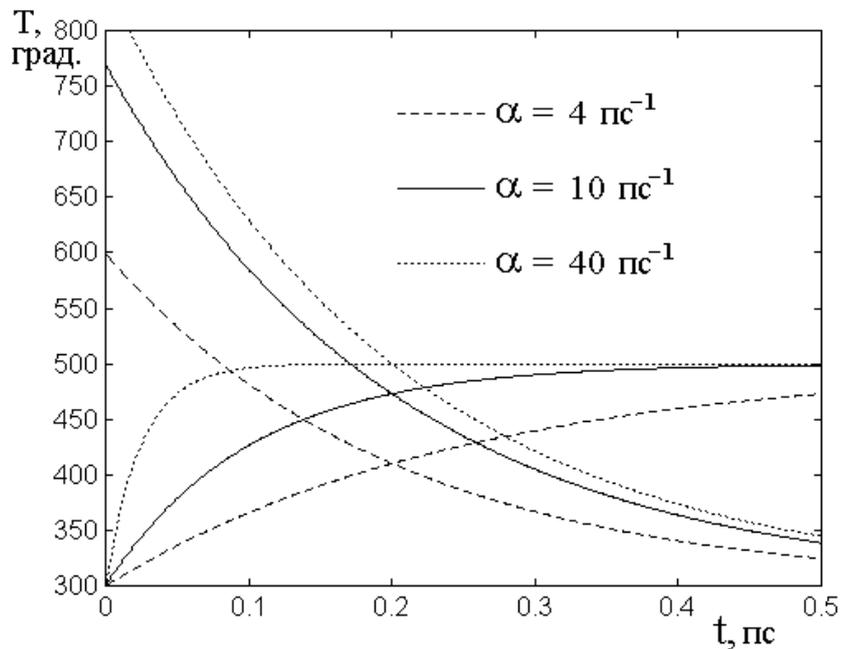


Рис.7. Зависимости температуры пленки от времени при различных значениях коэффициента нагревания α : 4 пс^{-1} , 10 пс^{-1} , 40 пс^{-1} . Температуры T_2 в точках пересечения кривых равны соответственно: 410,13 град.К, 472,93 град.К, 499,93 град.К. Параметры: $\beta = 5 \text{ пс}^{-1}$, $\tau_e = 0,2 \text{ пс}$.

Из рисунка видно, что пересечение составляющих кривых происходит всегда при времени $\tau_e = 0,2$ пс, что соответствует окончанию действия импульса. При этом максимальная достигаемая температура T_2 по мере увеличения α также увеличивается. Такой рост становится понятен, если учесть, что параметр α представляет собой как бы характеристику восприимчивости системы к тепловому воздействию. То есть, при одном и том же перепаде температур, чем восприимчивость больше, тем скорость изменения температуры тоже больше (формула (35)). При этом соответствующие зависимости до точки пересечения (подобные кривой 1 на рис.6) также идут более круто, приближаясь к вертикальной оси по рисунку, что и отражает увеличение скорости нарастания температуры.

Рассмотрим теперь, как зависит температура пленки от времени в процессе охлаждения, для чего обратимся к рис.8, где приведены соответствующие зависимости при различных значениях коэффициента охлаждения.

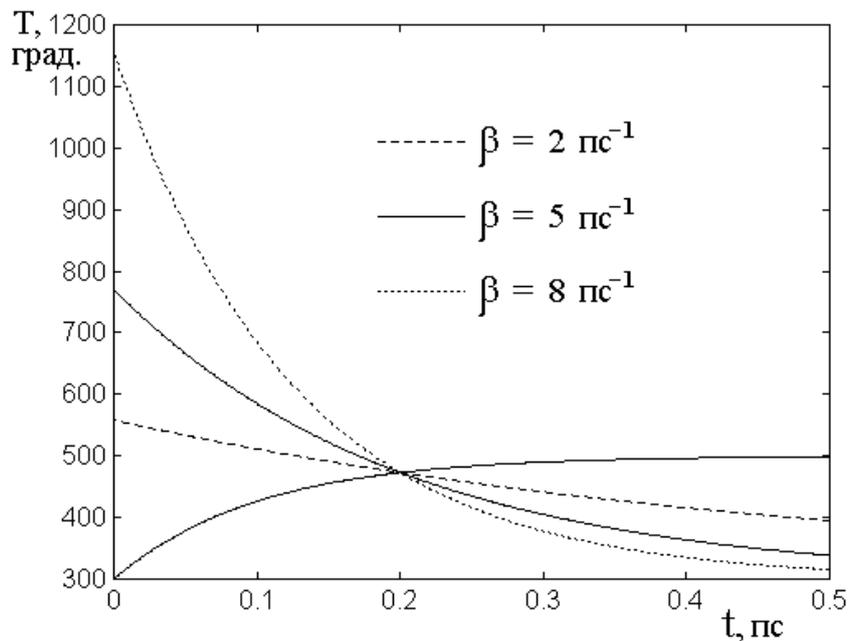


Рис.8. Зависимости температуры пленки от времени при различных значениях коэффициента охлаждения β : 2 пс^{-1} , 5 пс^{-1} , 8 пс^{-1} . Температура T_2 в точках пересечения кривых равна 472,93 град.К.

Параметры: $\alpha = 10 \text{ пс}^{-1}$, $\tau_e = 0,2 \text{ пс}$.

Из рисунка видно, все кривые пересекаются в одной точке, по времени соответствующей окончанию импульса $\tau_e = 0,2$ пс, а по температуре – значению $T_2 = 472,93$ град.К. Такое совпадение обусловлено тем, что охлаждение во всех случаях рассматривается от одной и той же температуры T_2 , которая предполагается известной. При этом процесс охлаждения предполагается независимым от того, каким образом система нагрелась, то есть оба процесса – нагревания и охлаждения предполагаются независимыми друг от друга, а для процесса охлаждения значение T_2 является начальным условием. Тем не менее следует учитывать, что процесс нагревания и охлаждения является единым, а температура T_2 определяется предысторией процесса и может зависеть от коэффициента нагревания α , как это показано на рис.7.

Из рис.8 можно видеть, что по мере увеличения параметра β кривые идут более круто, то есть процесс охлаждения ускоряется. Причина ускорения здесь та же самая, что и для параметра α . То есть параметр β для процесса охлаждения также является мерой восприимчивости, так что при его увеличении скорость изменения температуры (в данной случае уменьшения) также возрастает (в соответствии с формулой (55)).

Рассмотрим теперь, как зависит температура пленки от длительности воздействующего на нее импульса, то есть от параметра τ_e . Будем менять длительность импульса, но параметры нагревания α и охлаждения β зафиксируем постоянными. Обратимся к рис.9, где показаны зависимости температуры пленки от времени при различных длительностях импульса.

Из рисунка можно видеть, что процесс нагревания при любых длительностях импульса происходит одинаково, отличаясь лишь продолжительностью по времени. В самом деле, верхняя огибающая всех кривых просто отражает нарастающий участок, соответствующий процессу нагревания. При этом система «не знает», что с ней будет по окончании

импульса, то есть процессы нагрева и охлаждения, как и раньше, остаются независимыми.

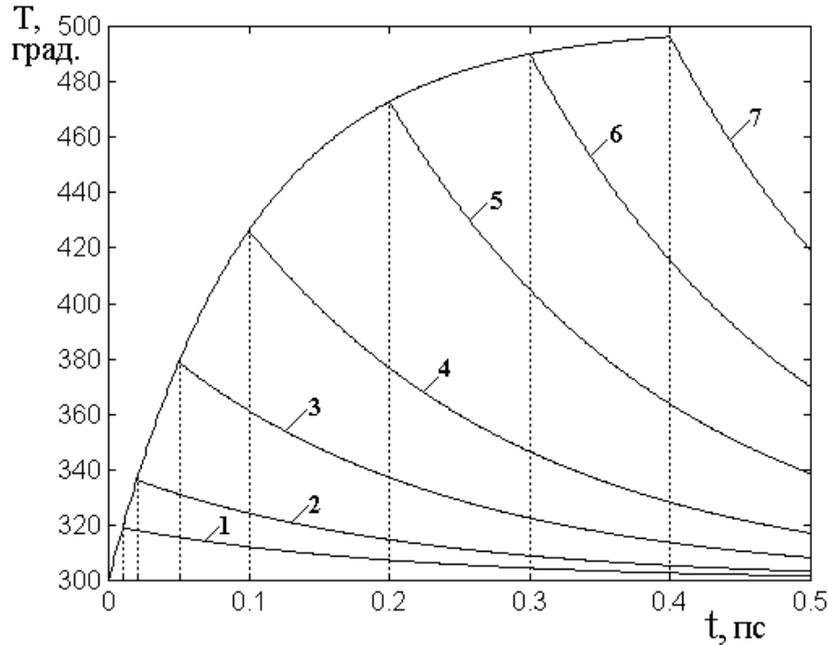


Рис.9. Зависимости температуры пленки от времени при различных длительностях импульса τ_e : 1 – 0,01 пс, 2 – 0,02 пс, 3 – 0,05 пс, 4 – 0,10 пс, 5 – 0,20 пс, 6 – 0,30 пс, 7 – 0,40 пс. Приведены кривые, аналогичные кривой 1 на рис.6. Вертикальные точечные линии соответствуют временам окончания импульса.

Параметры: $\alpha = 10 \text{ пс}^{-1}$, $\beta = 5 \text{ пс}^{-1}$.

Однако для процесса охлаждения здесь имеется значительное своеобразие: все кривые 1-7, хотя и плавно спадают по экспоненте, но идут разными путями. Такое различие происходит из-за того, что каждая кривая начинается при своей температуре T_2 , которая определяется той точкой, до которой дойдет процесс нагрева за время действия импульса. По мере увеличения времени действия импульса τ_e температура T_2 также возрастает, что и порождает наблюдаемое разнообразие кривых 1-7.

14. Изменение намагниченности при нагревании и охлаждении

Рассмотрим, как меняется намагниченность в продолжение единого процесса нагрева и охлаждения.

Традиционная зависимость намагниченности от температуры в классическом виде определяется решением уравнения [36, стр.79, форм.(12.9),

37, стр.402, ф.(18.5)]:

$$M = th\left(\frac{T_c}{T}M\right), \quad (84)$$

где M – нормированная намагниченность (нормировка производится на значение намагниченности M_0 при абсолютном нуле), T_c – температура Кюри, при которой ферромагнитное упорядочение исчезает, T – температура по шкале Кельвина.

Ввиду сложности аналитического решения уравнения (84), будем пользоваться приближенной формулой, имеющей достаточную точность при небольшом удалении от температуры Кюри [37, стр.402, форм.(18.7)]:

$$M = \frac{M(T)}{M_0} = \frac{1}{N_m} \sqrt{\frac{3}{T_c} (T_c - T)}, \quad (85)$$

где N_m – нормирующий множитель.

Зависимость нормированной намагниченности от температуры, построенная по формуле (85), приведена на рис.10. Нормирующий множитель подобран таким образом, чтобы зависимость при $T = 300$ град.К начиналась с единицы.

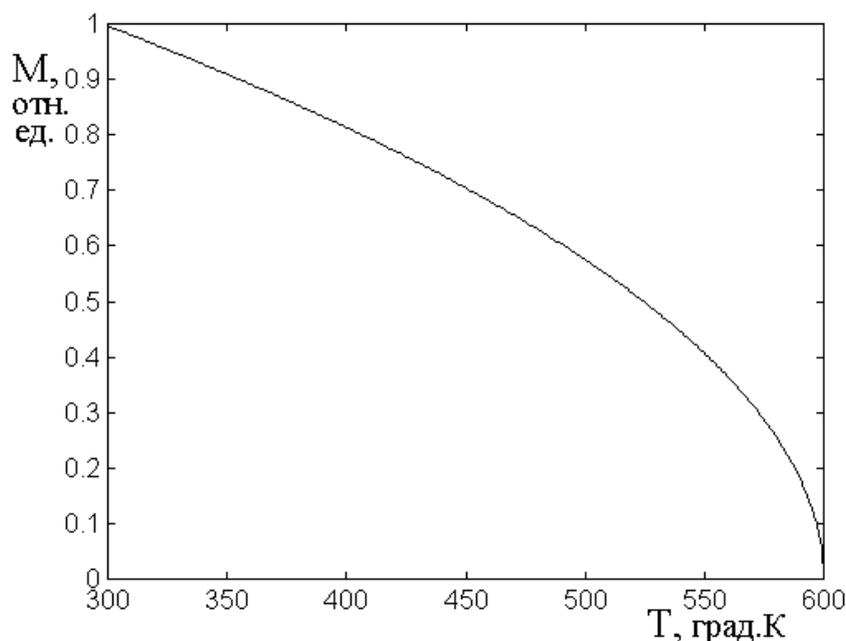


Рис.10. Зависимость нормированной намагниченности от температуры.
 Параметры: $T_c = 600$ град.К, $N_m = 1,23$.

Из рисунка видно, что по мере увеличения температуры намагниченность спадает, а при $T = T_c$ обращается в нуль.

Используем теперь эту зависимость при изменении температуры в процессе нагревания и охлаждения за счет действия импульса света от фемтосекундного лазера, длительность которого равна τ_e .

Зависимость температуры от времени определяется формулами:

$$\text{при } 0 \leq t < \tau_e: \quad T = T_p - (T_p - T_1) e^{-\alpha t}; \quad (86)$$

$$\text{при } \tau_e < t < +\infty: \quad T = T_1 + (T_2 - T_1) e^{-\beta(t - \tau_e)}. \quad (87)$$

Подставляя эти зависимости в формулу (85), получаем.

при $0 \leq t < \tau_e$:

$$\frac{M(T)}{M_0} = \frac{1}{N_m} \sqrt{\frac{3}{T_c} \{T_c - [T_p - (T_p - T_1) e^{-\alpha t}]\}}. \quad (88)$$

при $\tau_e < t < +\infty$:

$$\frac{M(T)}{M_0} = \frac{1}{N_m} \sqrt{\frac{3}{T_c} \{T_c - [T_1 + (T_2 - T_1) e^{-\beta(t - \tau_e)}]\}}. \quad (89)$$

Полученные зависимости представлены на рис.11. В верхней части рисунка (а) приведена зависимость температуры от времени. Эта зависимость повторяет таковую, приведенную на рис.6. В нижней части (б) – собственно зависимость намагниченности от времени, построенная по формулам (88), (89).

Из рисунка видно, что по мере увеличения температуры, то есть в процессе нагревания, намагниченность уменьшается, что продолжается до момента окончания действия импульса ($\tau_e = 0,2$ пс). После окончания импульса пленка охлаждается, так что намагниченность постепенно увеличивается, стремясь к первоначальному значению.

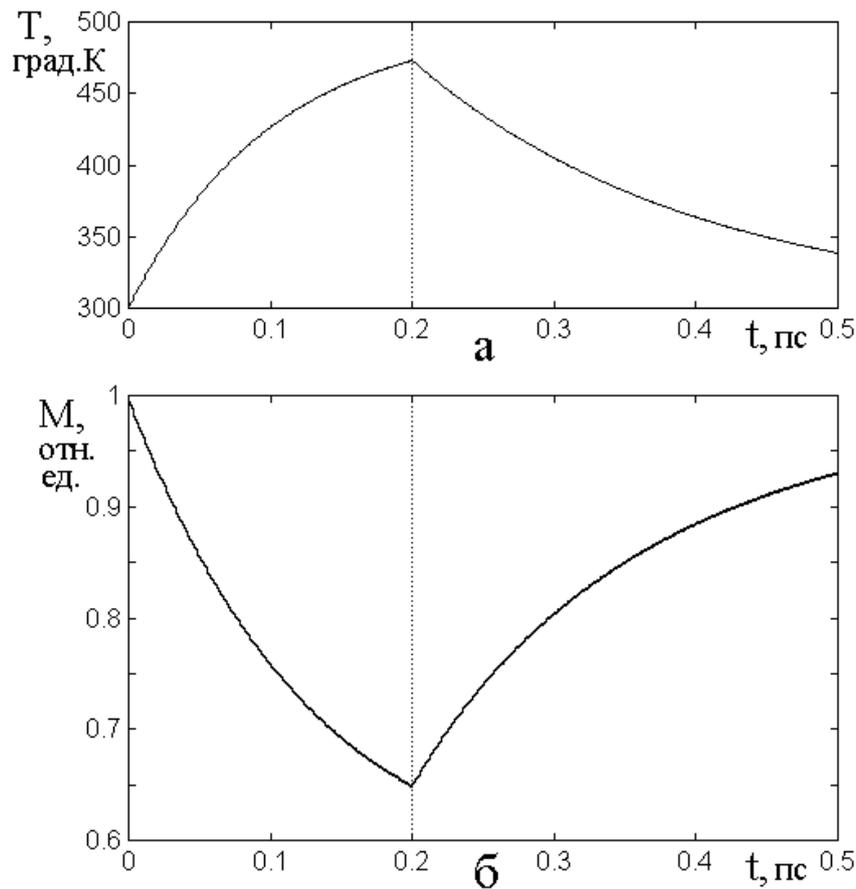


Рис.11. Зависимости температуры пленки (а) и ее нормированной намагниченности (б) от времени. Параметры: $T_l = 300$ град.К, $T_p = 500$ град.К, $T_c = 600$ град.К, $\tau_e = 0,2$ пс, $\alpha = 10$ пс⁻¹, $\beta = 5$ пс⁻¹.

15. Первая и вторая производные от намагниченности

В выражения для поля (25), (26), (29), (30), создаваемого движущимся с ускорением магнитным зарядом, входят производные по времени от координаты этого заряда \vec{v}_0 и $\dot{\vec{v}}_0$.

ПРЕДПОЛОЖЕНИЕ. Предположим, что зависимость координаты заряда от времени с точностью до нормировочного коэффициента подобна зависимости намагниченности от времени.

При этом, чтобы получить поле (25), (26), (29), (30), следует сначала найти производные по времени от намагниченности.

Зависимость намагниченности от температуры дается решением уравнения (84), однако ввиду сложности аналитического решения этого уравнения, будем пользоваться приближенной формулой (86), имеющей вид:

$$M = \frac{M(T)}{M_0} = \frac{I}{N_m} \sqrt{\frac{3}{T_c} (T_c - T)}, \quad (90)$$

где N_m – нормирующий множитель.

Зависимость температуры пленки от времени при воздействии импульса от лазера длительностью τ_e имеет вид:

$$\text{при } 0 \leq t < \tau_e: \quad T = T_p - (T_p - T_1) e^{-\alpha t}; \quad (91)$$

$$\text{при } \tau_e < t < +\infty: \quad T = T_1 + (T_2 - T_1) e^{-\beta(t - \tau_e)}. \quad (92)$$

Подставляя (91), (92) в (90), получаем:

$$M_1 = M_g \sqrt{(T_c - T_p) + (T_p - T_1) e^{-\alpha t}}; \quad (93)$$

$$M_2 = M_g \sqrt{(T_c - T_1) + (T_1 - T_2) e^{-\beta(t - \tau_e)}}, \quad (94)$$

где введено вспомогательное обозначение:

$$M_g = \frac{M_0}{N_m} \sqrt{\frac{3}{T_c}}. \quad (95)$$

Для нахождения производных прежде всего заметим, что формулы (93) и (94) относительно переменной t имеют одинаковую структуру вида:

$$y = (a + b e^{-\xi x})^{1/2}, \quad (96)$$

где положено $M_{1,2}/M_g \rightarrow y$, а также $t \rightarrow x$.

Легко видеть, что формула (96) переходит в (93) при замене:

$$a = T_c - T_p; \quad (97)$$

$$b = T_p - T_1; \quad (98)$$

$$\xi = \alpha. \quad (99)$$

Аналогично формула (96) переходит в (94) при замене:

$$a = T_0 - T_1; \quad (100)$$

$$b = (T_1 - T_2) e^{\beta \tau_e}; \quad (101)$$

$$\xi = \beta. \quad (102)$$

Поэтому нахождение производных от M_1 и M_2 может быть сделано единым образом на основе (96) путем дифференцирования функции y по x .

Дифференцируя (96) по x , получаем:

$$\frac{d y}{d x} = - \frac{\xi b}{2} (a + b e^{-\xi x})^{-1/2} e^{-\xi x}; \quad (103)$$

$$\frac{d^2 y}{d x^2} = \frac{\xi^2 b}{4} (a + b e^{-\xi x})^{-3/2} (2a + b e^{-\xi x}) e^{-\xi x}. \quad (104)$$

Таким образом, при времени $0 < t < \tau_e$, то есть для процесса нагревания, получаем:

$$\frac{d M_1}{d t} = M_g \left\{ - \frac{\xi b}{2} (a + b e^{-\xi t})^{-1/2} e^{-\xi t} \right\}, \quad (105)$$

$$\frac{d^2 M_1}{d t^2} = M_g \left\{ \frac{\xi^2 b}{4} (a + b e^{-\xi t})^{-3/2} (2a + b e^{-\xi t}) e^{-\xi t} \right\}. \quad (106)$$

где a, b, ξ определяются формулами (97)-(99).

Аналогично при времени $\tau_e < t < +\infty$, то есть для процесса охлаждения, получаем:

$$\frac{d M_2}{d t} = M_g \left\{ - \frac{\xi b}{2} (a + b e^{-\xi t})^{-1/2} e^{-\xi t} \right\}, \quad (107)$$

$$\frac{d^2 M_2}{d t^2} = M_g \left\{ \frac{\xi^2 b}{4} (a + b e^{-\xi t})^{-3/2} (2a + b e^{-\xi t}) e^{-\xi t} \right\}. \quad (108)$$

где a, b, ξ определяются формулами (100)-(102).

Полученные результаты иллюстрируются рис.12, где показаны зависимости намагниченности (а), ее первой (б) и второй (в) производных от времени. Кривая на рис.12а, повторяет аналогичную кривую, приведенную на

рис.11б, с той разницей, что там выполнена нормировка на начальное значение намагниченности, тогда как здесь нормировка отсутствует (то есть параметр M_g принят равным единице). Это сделано для удобства сравнения значений производных с исходной зависимостью для намагниченности.

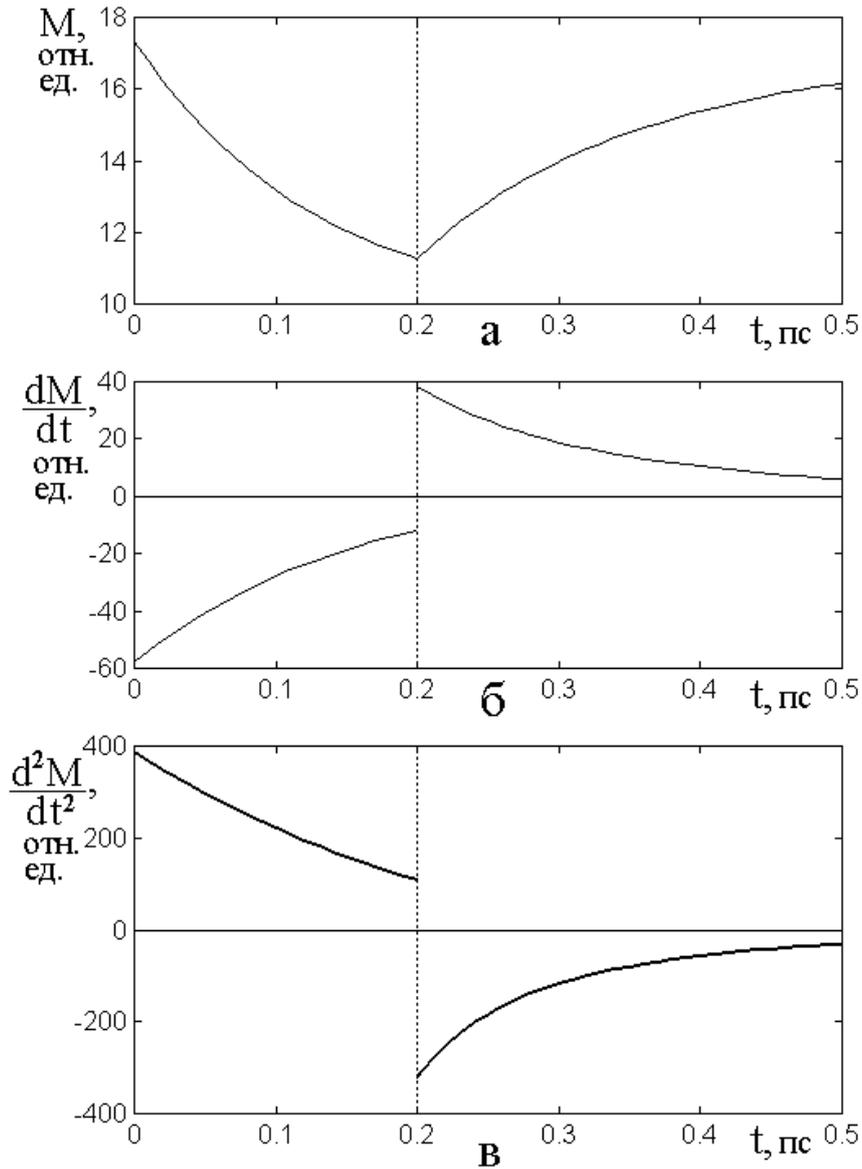


Рис.12. Зависимости намагниченности (а), ее первой (б) и второй (в) производных от времени. Построение выполнено по формулам: а – (93), (94); б – (105), (106); в – (107), (108). Температуры: $T_c = 600$ град.К, $T_p = 500$ град.К, $T_1 = 300$ град.К, $T_2 = 472,93$ град.К. Параметры: $\alpha = 10 \text{ пс}^{-1}$, $\beta = 5 \text{ пс}^{-1}$, $\tau_e = 0,2 \text{ пс} = 200 \text{ фс}$.

Из рисунка видно, что обе зависимости для производных при времени 0,2 пс претерпевают разрыв. Причиной такого разрыва является резкий излом зависимости для намагниченности (рис.12а), имеющий место при том же времени. Такой излом соответствует окончанию действия импульса и сменой процесса нагревания на процесс охлаждения. Отрицательный знак первой производной (рис.12б) при времени меньше 0,2 пс отражает спад намагниченности (рис.12а) в процессе нагревания. Положительный знак при времени больше 0,2 пс отражает увеличение намагниченности при охлаждении. Аналогичным образом знаки второй производной (рис.12в) отражают нарастание и спад первой производной (рис.12б) при том же нагревании и охлаждении.

16. Спектральные характеристики излучения

Основным предметом настоящего рассмотрения является излучение электромагнитных волн при ударном нагревании и последующем медленном охлаждении магнитной пленки. Выше показано, что поле излучаемой волны прямо пропорционально второй производной от координаты, то есть ускорению движущегося магнитного заряда (формулы (25), (26), (29), (30)).

Согласно принятому предположению, зависимость координаты заряда от времени с точностью до нормировочного коэффициента подобна зависимости намагниченности от времени. То есть и ускорение движущегося магнитного заряда пропорционально второй производной по времени от намагниченности, представленной на рис.12в.

Важным вопросом является спектральный состав излучаемых электромагнитных волн. Соответствующие спектральные характеристики излучения при нагревании и охлаждении магнитной пленки показаны на рис.13 (построены с помощью оператора «FFT» пакета «Matlab» [38, стр.217-219]). При построении использовались зависимости намагниченности от времени, представленные на рис.12в, с точностью до нормировочного коэффициента. Для более подробного выявления высокочастотной части спектров постоянная составляющая была удалена путем центрирования кривых на рис.12в

относительно нуля (то есть от кривой до времени 0,2 пс вычиталось 300 отн.ед., а к кривой после времени 0,2 пс прибавлялось 100 отн.ед.). Нормировка характеристик по вертикали производилась таким образом, чтобы максимальные значения приближались к единице. При этом ненормированное значение кривой (а) превышало таковое для кривой (б) более чем на порядок. То есть амплитуда излучаемого сигнала при нагревании превышала таковую при охлаждении на ту же величину.

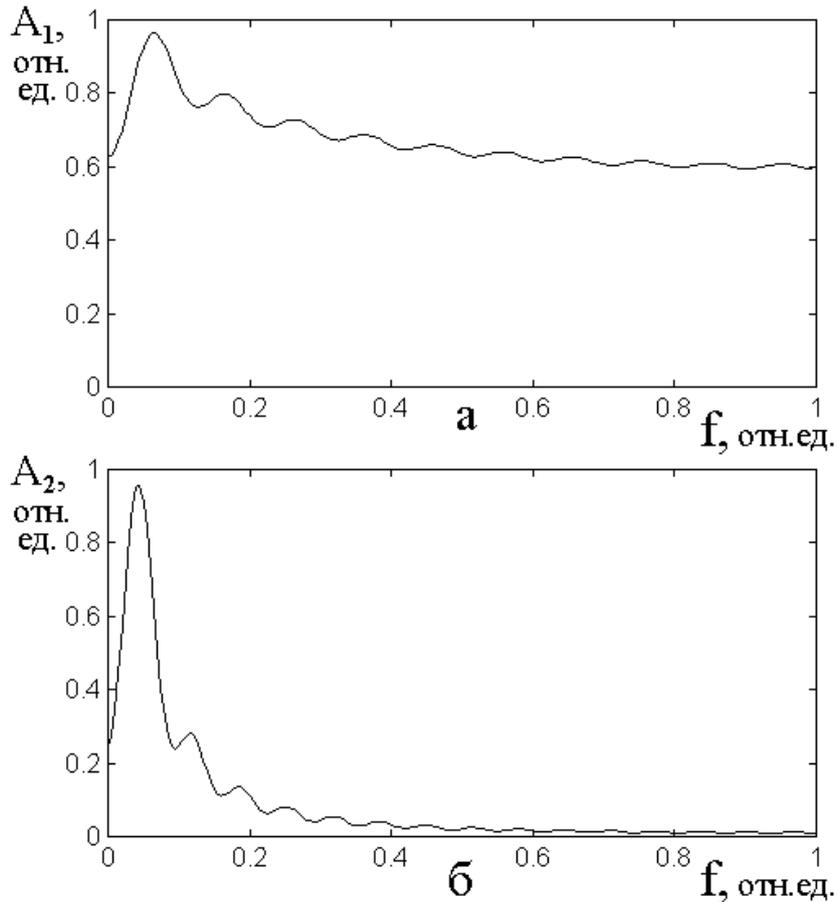


Рис.13. Спектральные характеристики излучения при нагревании (а) и охлаждении (б) магнитной пленки. Параметры – те же, что на рис.12.

Из рисунка можно видеть, что обе спектральные характеристики имеют четко выраженный максимум вблизи $f = 0,05$ отн.ед. Максимум кривой (б) располагается несколько левее максимума кривой (а), однако различие невелико и для приближенной оценки учитывать его не будем.

Для получения абсолютного значения частоты максимума можно полагать, что длительность импульса приблизительно соответствует половине

периода возбуждаемых колебаний. То есть период получаем равным 0,4 пс, что соответствует частоте 2,5 ТГц. Таким образом, можно считать, что единице по горизонтальной оси рисунка соответствует частота 50 ТГц.

При этом максимальное излучение, как уже сказано, происходит на частоте 2,5 ТГц.

Из сравнения рис.13а с рис.13б видно, что спектр, соответствующий процессу нагревания, значительно шире такового, соответствующего процессу охлаждения. С другой стороны, как отмечено выше, абсолютная (до нормировки) амплитуда сигнала при нагревании превышает таковую при охлаждении в весьма значительной степени. Оба эти обстоятельства (расширение спектра и большее значение амплитуды) можно отнести к тому факту, что изменение намагниченности при нагревании происходит быстрее, чем при охлаждении. Так, из рис.12б видно, что максимальное значение производной при нагревании по абсолютной величине составляет 60 отн.ед, тогда как при охлаждении – всего 40 отн.ед.

17. Некоторые практические рекомендации

Таким образом, как показано выше, ударное импульсное воздействие высокой мощности, осуществляемое с помощью фемтосекундного лазера, должно приводить к излучению электромагнитных волн из магнитной пленки. Диапазон частот, где такое излучение имеет место, составляет единицы и десятки терагерц. Мощность излучения тем выше, чем сильнее и кратковременнее воздействие импульса. В то же время, излучение является довольно широкополосным, то есть для его обнаружения могут быть использованы традиционные методы регистрации терагерцового излучения, например, болометрические [39].

Важнейшей задачей теперь является обнаружение такого излучения в эксперименте. Возможная схема постановки эксперимента показана на рис.14.

Здесь в магнитной пленке 1 под действием лазера 2 возбуждаются электромагнитные волны (показаны расходящимися кругами), Эти волны принимаются приемниками 3, 4, 5, которые могут располагаться в любом месте

пространства, однако для чистоты эксперимента они должны быть удалены от пленки на расстояние, значительно превышающее размеры самой пленки (то есть в дальней зоне).

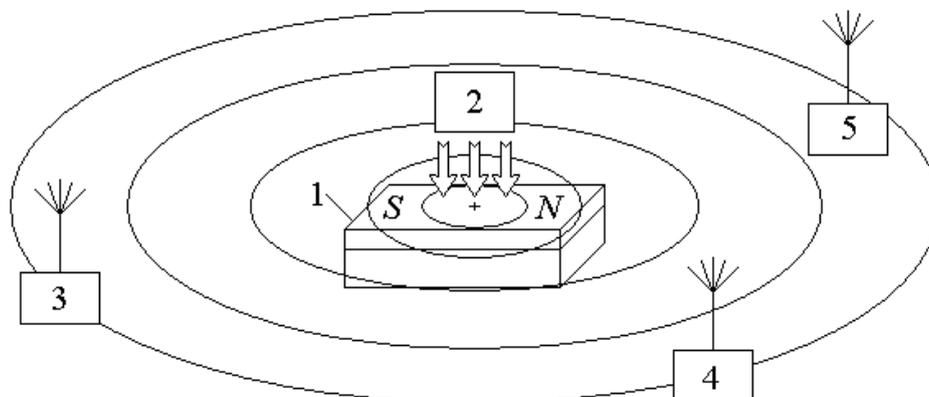


Рис.14. Схема постановки эксперимента по обнаружению излучения электромагнитных волн, возбуждаемых при воздействии на магнитную пленку импульсом света от фемтосекундного лазера. 1 – магнитная пленка на подложке; 2 – фемтосекундный лазер; 3, 4, 5 – приемники излучения.

Факт излучения регистрируется двумя обстоятельствами. Во-первых, получением сигнала от приемника. Во-вторых – обратно пропорциональной (то есть в минус первой степени) зависимостью амплитуды этого сигнала от расстояния между пленкой и приемником.

ЗАМЕЧАНИЕ. Следует заметить, что изображенная на рис.14 сферическая расхожимость волны не является обязательной и здесь изображена только для наглядности рисунка. В самом деле, как можно видеть из формул (25), (26), (29), поле расходящейся волны имеет резко анизотропный характер (как это следует из геометрических свойств векторного произведения). То есть излучение должно иметь определенную диаграмму направленности (в какой-то степени подобную приведенной в главах 7 и 8 монографии [27], а также в работах [21-26]), более подробное изучение которой авторы оставляют в качестве материала для отдельного исследования.

Отметим далее, что сравнительно небольшое изменение производной намагниченности (от 60 до 40 отн.ед.) приводит к разительному изменению

спектра. Так на рис.13а он занимает всю ширину рисунка и продолжается за его правый край, тогда как на рис.13б практически весь спектр сконцентрирован при частоте ниже 0,2 отн.ед. Столь сильное различие говорит о весьма высокой чувствительности спектра к скорости изменения намагниченности, то есть к длительности импульса и его амплитуде. Можно полагать, что при соответствующей разработке измерение спектральных характеристик излучения может быть инструментом исследования характеристик импульсного воздействия, то есть по спектру, например, можно измерять параметры импульса фемтосекундного лазера.

Укажем на еще одно важное обстоятельство, могущее представить интерес для дальнейших исследований. В разделе №1 отмечено, что все эксперименты по методу «накачки-зонда» делятся на две группы, в первой из которых под действием импульса света происходит изменение намагниченности пленки, а во второй намагниченность не меняется. Однако следует заметить, что в экспериментах второй группы, хотя абсолютная величина намагниченности сохраняется, но вектор намагниченности может менять свое направление вплоть до ситуации ориентационного перехода [40, 41], в том числе происходящего под действием упругого смещения [42]. То есть, с точки зрения динамики магнитных зарядов, здесь тоже может иметь место их ускоренное движение, так что, согласно изложенному в разделе №5, возможно возбуждение электромагнитной волны, поле которой будет определяться формулой, аналогичной (25). Подробное рассмотрение этого вопроса, а также анализ общей ситуации динамического ориентационного перехода на предмет возможного излучения электромагнитных волн, авторы также оставляют в качестве задачи для отдельного исследования.

Заключение

Рассмотрена задача об излучении электромагнитной волны из магнитной пленки при воздействии короткого импульса света от фемтосекундного лазера. Отмечена важность поставленной задачи для развития техники обработки информации на частотах, период которых измеряется фемтосекундами.

В качестве основного механизма воздействия мощного светового импульса на магнитную среду отмечено резкое повышение ее температуры с соответствующим тепловым расширением, которое в свою очередь приводит к генерации упругих и магнитоупругих волн. Другим следствием повышения температуры среды является уменьшение ее намагниченности.

Отмечено, что резкое изменение создаваемого намагниченностью магнитного поля должно приводить к генерации излучаемой из среды электромагнитной волны.

В качестве цели настоящей работы указано рассмотрение возможности возникновения и исследованию некоторых свойств такого излучения.

В рамках предыстории вопроса упомянуты работы о наблюдении излучения электромагнитной волны при распространении магнитоэластической волны в неоднородном поле, для объяснения которого была довольно успешно предложена модель ускоренного движения магнитных зарядов.

Кратко рассмотрена традиционная схема эксперимента по методу «накачки-зонда», в которой следует ожидать генерации электромагнитной волны при резком изменении намагниченности магнитной пленки под воздействием мощного импульса света.

Для интерпретации резкого изменения намагниченности предложена модель встречного ускоренного движения двух магнитных зарядов, имеющих противоположные знаки.

Выполнено электродинамическое рассмотрение поставленной задачи. Приведены общие уравнения электродинамики с учетом магнитных зарядов и токов. Введены векторный и скалярный магнитные потенциалы, позволяющие найти магнитное и электрическое поле. Получены уравнения волнового типа для обоих потенциалов и найдены их решения с учетом запаздывания. В рамках приближения точечного магнитного заряда получены запаздывающие потенциалы, являющиеся магнитными аналогами потенциалов Лиенара-Вихерта для электрического заряда.

Определено магнитное поле, соответствующее ускоренному движению магнитного заряда. Отмечена его обратная пропорциональность расстоянию до точки наблюдения, что является свидетельством возбуждения распространяющейся электромагнитной волны.

Приведено выражение магнитных зарядов через намагниченность, позволяющее определить магнитное поле волны, излучаемой при изменении намагниченности.

Рассмотрена динамика изменения температуры магнитной среды при воздействии импульса света от лазера. Показано, что полный процесс изменения температуры состоит из следующих друг за другом процессов нагревания и охлаждения, причем продолжительность нагревания определяется длительностью импульса, а продолжительность охлаждения определяется механизмом отвода тепла в подложку. Для обоих процессов получены зависимости температуры магнитной среды от времени, имеющие экспоненциальный характер.

Рассмотрена связь полученных зависимостей с реальными параметрами эксперимента с магнитной пленкой, приведены соображения количественного характера, позволяющие выполнить оценку эффективности возбуждения электромагнитной волны.

Выполнено графическое представление полученных зависимостей. Получены оценки постоянных времени нагревания и охлаждения для реальных параметров эксперимента. Показано, что нагревание магнитной пленки происходит значительно быстрее, чем ее охлаждение, так что ускорение движения магнитных зарядов при нагревании значительно превышает таковое при охлаждении.

На основе известной зависимости намагниченности от температуры, рассмотрено поведение намагниченности в процессе нагревания и охлаждения при воздействии импульса света. Показано, что при принятых параметрах задачи изменение намагниченности может достигать полутора-двух раз, что хорошо согласуется с экспериментом.

На основе полученных зависимостей намагниченности от времени выполнена оценка характеристик ускоренного движения магнитных зарядов

Получены спектральные характеристики излучаемых электромагнитных волн. Показано, что спектр излучения как в процессе нагревания, так и охлаждения, имеет резко выраженный максимум, при принятых параметрах приходящийся на единицы терагерц. Установлено, что спектр излучения, соответствующий процессу нагревания, значительно превышает по ширине и амплитуде спектр, соответствующий процессу охлаждения. Отмечено, что значительная ширина и высокая амплитуда спектра при нагревании обусловлена высоким значением ускорения движущихся магнитных зарядов.

Приведены некоторые рекомендации для наблюдения эффекта излучения в эксперименте и возможного практического использования.

Отмечена целесообразность постановки задачи об излучении не только при изменении абсолютной величины намагниченности, но также и при изменении ее ориентации.

Работа выполнена в рамках государственного задания.

Литература

1. Kirilyuk A., Kimel A.V., Rasing T. Ultrafast optical manipulation of magnetic order. // *Rev. Mod. Phys.* 2010. Vol.82. №3. P.2731-2784.
2. Bigot J.V., Vomir M. Ultrafast magnetization dynamics of nanostructures. // *Ann. Phys. (Berlin)*. 2013. Vol.525. №1-2. P.2-30.
3. Walowski J., Münzenberg M. Perspective: Ultrafast magnetism and THz spintronics. // *Journ. Appl. Phys.* 2016. Vol.120. №14. P.140901(16).
4. Every A.G. Measurement of the near-surface elastic properties of solids and thin supported films. // *Measurement Science and Technology*. 2002. Vol.13. P.R21-R39.
5. Ka Shen, Bauer G.E.W. Laser-induced spatiotemporal dynamics of magnetic films. // *Phys. Rev. Lett.* 2015. Vol.115. №19. P.197201(5).

6. Jäger J.V., Scherbakov A.V., Linnik T.I., Yakovlev D.R., Wang M., Wadley P., Holy V., Cavill S.A., Akimov A.V., Rushforth A.W., Bayer M. Picosecond inverse magnetostriction in galferol thin films. // *Appl. Phys. Lett.* 2013. Vol.103. №3. P.032409(5).
7. Jäger J.V., Scherbakov A.V., Glavin B.A., Salasyuk A.S., Champion R.P., Rushforth A.W., Yakovlev D.R., Akimov A.V., Bayer M. Resonant driving of magnetization precession in a ferromagnetic layer by coherent monochromatic phonons. // *Phys. Rev. B.* 2015. Vol.92. №2. P.020404(5).
8. Dreher L., Weiler M., Pernpeintner M., Huebl H., Gross R., Brandt M.S., Goennenwein S.T.B. Surface acoustic wave driven ferromagnetic resonance in nickel thin films: theory and experiment. // *Phys. Rev. B.* 2012. Vol.86. №13. P.134415(13).
9. Thevenard L., Gourdon C., Prieur J.Y., Von Bardeleben H.J., Vincent S., Becerra L., Largeau L., Duquesne J.Y. Surface-acoustic-wave-driven ferromagnetic resonance in (Ga,Mn)(As,P) epilayers. // *Phys. Rev. B.* 2014. Vol.90. №9. P.094401(8).
10. Janusonis J., Chang C.L., Jansma T., Gatilova A., Vlasov V.S., Lomonosov A.M., Temnov V.V., Tobey R.I. Ultrafast magnetoelastic probing of surface acoustic transients. // *Phys. Rev. B.* 2016. Vol.94. №2. P.024415(7).
11. Janusonis J., Jansma T., Chang C.L., Liu Q., Gatilova A., Lomonosov A.M., Shalagatskyi V., Pezeril T., Temnov V.V., Tobey R.I. Transient grating spectroscopy in magnetic thin films: simultaneous detection of elastic and magnetic dynamics. // *Scientific reports.* 2016. 6:29143. P.1-10. URL: www.nature.com/scientificreports.
12. Chang C.L., Lomonosov A.M., Janusonis J., Vlasov V.S., Temnov V.V., Tobey R.I. Parametric frequency mixing in a magnetoelastically driven linear ferromagnetic oscillator. // *Phys. Rev. B.* 2017. Vol.95. №6. P.060409(5).
13. Lomonosov A.M., Vlasov V.S., Janusonis J., Chang C.L., Tobey R.I., Pezeril T., Temnov V.V. Magneto-elastic symmetry breaking with surface acoustic waves. // *Proceedings of "The 7th International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics"* (META-16 Malaga-Spain). ISSN 2429-1390. metaconferences.org. P.1-2.

14. Власов В.С., Макаров П.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Ориентационные характеристики возбуждения магнитоупругих волн фемтосекундным импульсом света. // Журнал радиоэлектроники. 2017. №6. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/jun17/5/text.pdf>.
15. Власов В.С., Макаров П.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Колебания намагниченности в магнитоупругой среде при ударном воздействии упругого смещения. // Журнал радиоэлектроники. 2018. №4. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/apr18/3/text.pdf>.
16. Beaurepaire E., Merle J.C., Daunois A., Bigot J.Y. Ultrafast spin dynamics in ferromagnetic nickel. // Phys. Rev. Lett. 1996. Vol.76. №22. P.4250-4253.
17. Bigot J.V., Vomir M. Ultrafast magnetization dynamics of nanostructures. // Ann. Phys. (Berlin). 2013. Vol.525. №1-2. P.2.
18. Koopmans B., Malinovski G., Dalla Longa F., Steiauf D., Fähnle M., Roth T., Cinchetti M., Aeschlimann M. The paradoxical diversity of ultrafast laser-induced demagnetization reconciled. // Nature Materials. Supplementary Information. 2009. P.1-4.
19. Koopmans B., Malinovski G., Dalla Longa F., Steiauf D., Fähnle M., Roth T., Cinchetti M., Aeschlimann M. Explaining the paradoxical diversity of ultrafast laser-induced demagnetization. // Nature Materials. 2010. Vol.9. №3. P.259-265. Published online: Nature Materials. Articles. 2009. P.259-265.
20. Вашковский А.В., Зубков В.И., Локк Э.Г., Щеглов В.И. Распространение поверхностных магнитостатических волн в поперечно неоднородных полях подмагничивания. // РЭ. 1993. Т.38. №5. С.818.
21. Вашковский А.В., Локк Э.Г. Диаграммы направленности излучения, возникающего в результате преобразования поверхностных магнитостатических волн в электромагнитные. // РЭ. 1995. Т.40. №7. С.1030.
22. Вашковский А.В., Локк Э.Г. О параметрах диаграмм излучения, возникающего при преобразовании поверхностной магнитостатической волны в электромагнитную. // РЭ. 2004. Т.49. №8. С.966.

23. Зубков В.И., Щеглов В.И. Пространственное распределение излучения электромагнитных волн, сопровождающего распространение поверхностных магнитостатических волн в ферритовой пленке, намагниченной поперечно неоднородным полем. // ПЖТФ. 2000. Т.26. №13. С.106.
24. Зубков В.И., Щеглов В.И. Излучение электромагнитных волн, обусловленное ускорением магнитостатических волн в неоднородно намагниченной ферритовой пленке. // РЭ. 2001. Т.46. №4. С.433.
25. Зубков В.И., Щеглов В.И. Характеристики излучения, возникающего при преобразовании обратных объемных магнитостатических волн в электромагнитные. // ПЖТФ. 2008. Т.34. №22. С.44.
26. Зубков В.И., Щеглов В.И. Характеристики электромагнитного излучения, возникающего при произвольном направлении распространения поверхностных магнитостатических волн в поперечном возрастающем магнитном поле. // РЭ. 2009. Т.54. №9. С.1064.
27. Шавров В.Г., Щеглов В.И. Магнитостатические и электромагнитные волны в сложных структурах. М.: Физматлит. 2017.
28. Левич В.Г. Курс теоретической физики. Т.1. М.: Наука. 1969.
29. Семенов А.А. Теория электромагнитных волн. М.: Изд.МГУ. 1968.
30. Damon R.W., Eshbach J.R. Magnetostatic modes of a ferromagnet slab. // J. Phys. Chem. Solids. 1961. Vol.19. N3/4. P.308.
31. Шавров В.Г., Щеглов В.И. Магнитостатические волны в неоднородных полях. М.: Физматлит. 2016.
32. Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир. 1982.
33. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т.3. Электричество. М.: Наука. 1977.
34. Степанов В.В. Курс дифференциальных уравнений. М.Л.: ОГИЗ. Гос. изд. техн.-теор. лит. 1945.
35. Эльсгольц Л.Э. Дифференциальные уравнения и вариационное исчисление. М.: Наука. 1965.
36. Вонсовский С.В., Шур Я.С. Ферромагнетизм. М.: ОГИЗ Гостехиздат. 1948.

37. Вонсовский С.В. Магнетизм. М.: Наука. 1971.
38. Потемкин В.Г. Система MATLAB. Справочное пособие. М.: Диалог. 1998.
39. Смит Р., Джонс Ф., Чесмер Р. Обнаружение и измерение инфракрасного излучения. М.: ИЛ. 1959
40. Шавров В.Г., Щеглов В.И. Ферромагнитный резонанс в условиях ориентационного перехода. М.: Физматлит. 2018.
41. Шавров В.Г., Щеглов В.И. Динамика намагниченности в условиях изменения ее ориентации. М.: Физматлит. 2019.
42. Власов В.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Нелинейная динамика установления намагниченности в ферритовой пластине с магнитоупругими свойствами в условиях ориентационного перехода. // РЭ. 2010. Т.55. №6. С.689.

Для цитирования:

Власов В.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Излучение электромагнитной волны из магнитной пленки при воздействии фемтосекундного импульса света. Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2020. №6. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2020.6.14>