

РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ И ПЛАЗМЕ

УДК 537.874;537.624

ВОЗБУЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ПРИ УДАРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ СВЕТА НА МАГНИТНУЮ ПЛЕНКУ

© 2024 г. В. С. Власов^а, В. Г. Шавров^б, В. И. Щеглов^{б,*}

^аСыктывкарский государственный университет им. П.Сорокина,
Октябрьский просп., 55, Сыктывкар, 167001 Российская Федерация

^бИнститут радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН,
ул. Моховая, 11, корп. 7, Москва, 125009 Российская Федерация

*E-mail: vshcheg@cplire.ru

Поступила в редакцию 02.08.2023 г.

После доработки 15.10.2023 г.

Принята к публикации 24.11.2023 г.

Рассмотрена задача об излучении электромагнитной волны из магнитной пленки при воздействии короткого импульса света от фемтосекундного лазера. В качестве причины излучения предложена модель ускоренного движения магнитных зарядов. Выявлена пропорциональность поля излучаемой волны второй производной от намагниченности по времени. Предложены к рассмотрению импульсы двух видов — прямоугольные и полусинусоидальные. Показано, что поле излучаемой волны для полусинусоидального импульса превышает поле от прямоугольного импульса более чем в два раза.

Ключевые слова: излучение, электромагнитная волна, магнитная пленка

DOI: 10.31857/S0033849424100068, **EDN:** HQBJSS

ВВЕДЕНИЕ

Современная техника 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–зондирования», при котором возмущение магнитных свойств среды, вызванное фемтосекундным лазером (накачкой), регистрируется с помощью зондирующего луча от другого лазера (зонда) по эффекту Фарадея или Керра [1, 4].

Основным механизмом воздействия мощного светового импульса на магнитную среду является резкое повышение ее температуры с соответствующим тепловым расширением, приводящим к генерации упругих и магнитоупругих волн [5–10].

В то же время увеличение температуры магнитной среды приводит к уменьшению ее намагниченности [11–13].

В работах [14, 15] наблюдалось происходящее при нагревании пленки сильное излучение электромагнитных волн терагерцового диапазона. В работах [16, 17] для интерпретации излучения был предложен механизм ускоренного движения магнитных зарядов.

Данная работа является развитием предложенного механизма с учетом характера возбуждающего импульса.

1. ОБОСНОВАНИЕ ПОСТАНОВКИ ЗАДАЧИ

В данной работе рассматривается воздействие света непосредственно на магнитную пленку, за счет высокой мощности которого пленка нагревается, что приводит к уменьшению ее намагниченности. Для интерпретации подобных экспериментов используется «трехтемпературная

модель» [11, 12], в которой предполагается, что в магнитной среде одновременно возбуждаются три различные системы: электронов, спинов и колебаний решетки. Времена релаксации трех систем значительно различаются. Так, минимальным оно является только у электронной системы, которая и раскачивается за время действия импульса до значительной амплитуды, что проявляется как повышение температуры магнитной среды в целом.

Резкий рост температуры приводит к возбуждению магнетонного резервуара, снижающего суммарную намагниченность. Поскольку необходимым условием изменения намагниченности является наличие быстро релаксирующей электронной системы, то в эксперименте выбирается хорошо проводящий металл, а именно — никель. Сочетание достаточно высокой начальной намагниченности никеля с его значительной проводимостью обеспечивает крайне быстрое (за фемтосекунды) изменение намагниченности на значительную величину, достигающую полутора и более раз [11, 12], что в рамках данной работы рассматривается как механизм возбуждения электромагнитной волны.

1.1. Схема метода «накачки-зондирования»

Общая схема геометрии метода «накачки-зондирования», рассматриваемая в данной работе, представлена на рис. 1. Схема является достаточно традиционной и совпадает с использовавшейся в работе [16].

Основу геометрии образует магнитная пленка 1, намагниченная полем $\vec{H}$ перпендикулярно ее плос-

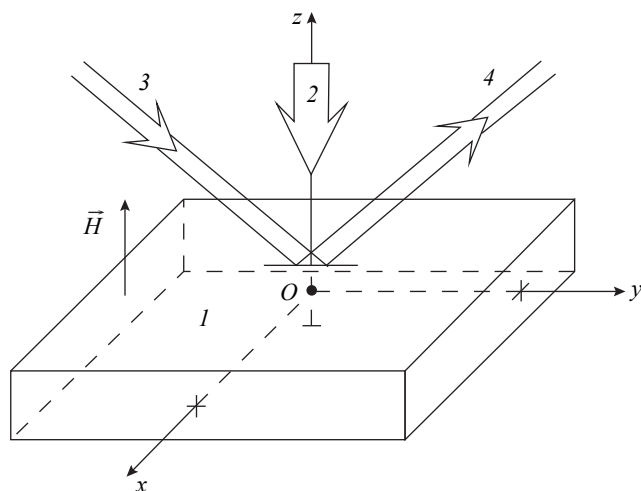


Рис. 1. Схема геометрии метода «накачки-зондирования»: 1 — пленка, 2 — пучок света от фемтосекундного лазера («накачка»), 3 — падающий пучок зондирующего света, 4 — отраженный пучок зондирующего света.

кости. Система координат $Oxyz$ ориентирована таким образом, что плоскость Oxy совпадает с плоскостью пленки, а ось Oz перпендикулярна ей. На пленку по нормали к ней, т.е. вдоль оси Oz , падает мощный пучок света 2 от фемтосекундного лазера («накачка»). Этот пучок подается в импульсном режиме. Продолжительность воздействия света на пленку составляет десятки и сотни фемтосекунд, частота импульсов — десятки и сотни мегагерц. Благодаря высокой мощности пучка 2 пленка нагревается, в результате чего меняется ее магнитное состояние. Для анализа такого состояния на пленку подается непрерывный пучок поляризованного света 3 («зонд») от маломощного лазера, не меняющий состояния пленки. Отраженный пучок 4 в результате взаимодействия с намагниченностью пленки, испытывает поворот плоскости поляризации (эффект Керра). Изменение плоскости поляризации отраженного пучка 4 относительно исходного 3 позволяет судить о магнитном состоянии пленки.

2. МОДЕЛЬ УСКОРЕННОГО ДВИЖЕНИЯ МАГНИТНЫХ ЗАРЯДОВ

Воздействие мощного импульса света на магнитную пленку приводит к резкому повышению ее температуры. В ферромагнитном состоянии намагниченность пленки представляет собой совокупность связанных обменным взаимодействием магнитных диполей, ориентированных в одном направлении. Повышение температуры приводит к частичному разупорядочению диполей, уменьшающему суммарный магнитный момент, что проявляется как уменьшение намагниченности пленки в целом.

В работе [16] на микроскопическом уровне качественно рассмотрена модель такого разупорядочения, предполагающая уменьшение магнитного момента отдельного диполя как результат ускоренного встречного движения образующих диполь двух магнитных зарядов противоположных знаков. Заряды начинают свой путь с концов диполя и движутся далее навстречу друг другу. На середине диполя заряды встречаются, их движение прекращается, а суммарная намагниченность диполя становится равной нулю. Модель предполагает, что сначала заряд движется медленно, затем постепенно ускоряется, после чего, ближе к окончанию пути, замедляется. Таким образом, скорость заряда сначала возрастает, а пройдя через максимум, убывает. То есть на протяжении всего пути заряд движется с ускорением: сначала положительным, затем — с отрицательным.

Поскольку здесь имеет место встречное движение двух зарядов противоположных знаков, то их поля складываются. Таким образом, в первом приближении достаточно рассмотреть поле только одного заряда, после чего его удвоить, в результате будет получено суммарное поле от совокупности двух зарядов.

Модель предполагает, что уменьшение полной намагниченности пленки происходит за счет большого количества ускоренно движущихся магнитных зарядов, в результате в континуальном приближении поля отдельных зарядов складываются, давая общее электромагнитное поле. Согласно общим положениям электродинамики, ускоренное движение зарядов приводит к возбуждению электромагнитной волны [18, с. 116]. Рассмотрим образование поля такой волны подробнее.

3. ПОТЕНЦИАЛЫ ДВИЖУЩИХСЯ ЗАРЯДОВ

Для нахождения поля движущегося заряда сначала определим его потенциалы, подобно работе [16]. На рис. 2 введены обозначения, принятые в [18, рис. 5; 16, рис. 5]: O — начало координат; N — точка наблюдения. Обозначения векторов следующие: $\vec{r}$ — вектор от начала координат до точки наблюдения; $\vec{r}'$ — вектор от начала координат до точки заряда; $\vec{R} = \vec{r} - \vec{r}'$ — вектор от заряда до точки наблюдения. Время запаздывания равно

$$\tau = t - \frac{R}{c} = t - \frac{|\vec{r} - \vec{r}'|}{c}. \quad (1)$$

Поскольку главным предметом рассмотрения будут магнитные заряды, то надо пользоваться общими уравнениями электродинамики с учетом магнитных зарядов [19, ф-ла (1.2); 20, с. 249]:

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} - \frac{4\pi}{c} \vec{j}_m; \quad (2)$$

$$\text{rot } \vec{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}; \quad (3)$$

$$\text{div } \vec{E} = 0; \quad (4)$$

$$\text{div } \vec{H} = 4\pi \rho_m, \quad (5)$$

где ρ_m и $\vec{j}_m$ — размазанные в объеме магнитный заряд и плотность тока соответственно. При этом точечный заряд и сосредоточенный ток, выражаются через дельта-функции:

$$\rho_m = q_m \delta(\vec{r}' - \vec{r}_0), \quad (6)$$

$$\vec{j}_m = \rho_m \vec{v}_0 = q_m \delta(\vec{r}' - \vec{r}_0) \vec{v}_0, \quad (7)$$

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

Введем потенциалы — векторный $\vec{B}_m$ и скалярный ψ_m . Выражения полей через потенциалы имеют вид

$$\vec{E}_m = \text{rot } \vec{B}_m; \quad (8)$$

$$\vec{H}_m = -\text{grad } \psi_m + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}_m}{\partial t}. \quad (9)$$

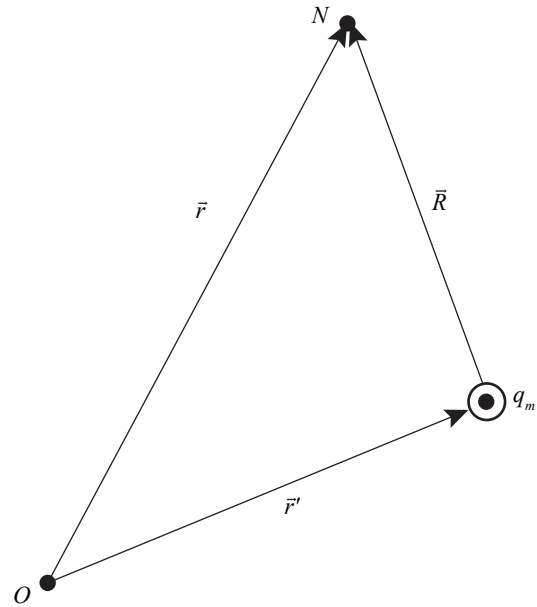


Рис. 2. Геометрия задачи о поле движущегося заряда q_m .

Уравнение для векторного потенциала имеет вид

$$\Delta \vec{B}_m - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{B}_m}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c} \vec{j}_m; \quad (10)$$

В форме запаздывающих потенциалов его решение принимает вид

$$\vec{B}_m = -\frac{1}{c} \int \frac{\vec{j}_m(\vec{r}', \tau)}{R} dV'. \quad (11)$$

Аналогично для скалярного потенциала получаем уравнение и решение

$$\Delta \psi_m - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi_m}{\partial t^2} = -4\pi \rho_m; \quad (12)$$

$$\psi_m = \int \frac{\rho_m(\vec{r}', \tau)}{R} dV'. \quad (13)$$

Введем вспомогательные обозначения:

$$\lambda(\tau) = R(\tau) - \frac{(\vec{v}_0(\tau) \cdot \vec{R}(\tau))}{c} \quad (14)$$

— расстояние от заряда до точки наблюдения при запаздывании;

$$\tau = t - \frac{R}{c} = t - \frac{|\vec{r} - \vec{r}_0|}{c} \quad (15)$$

— время запаздывания.

Подставляя (6), (7) в (11) и (13), получаем векторный и скалярный потенциалы типа Лиенара—Вихерта [20, ф-лы (7.82), (7.83)], но для магнитных зарядов q_m :

$$\vec{B}_m = -\frac{q_m \vec{v}_0}{c \lambda}; \quad (16)$$

$$\psi_m = \frac{q_m}{\lambda}. \quad (17)$$

4. ПОЛЕ, СОЗДАВАЕМОЕ ДВИЖЕНИЕМ МАГНИТНОГО ЗАРЯДА

Найдем магнитное поле, создаваемое движением точечного магнитного заряда. Подставляя (16) и (17) в (9) и выполняя преобразования, аналогичные проведенным в [18, с. 104], получаем

$$\vec{H}_m = q_m \frac{\left(1 - \frac{\vec{v}_0^2}{c^2}\right)}{\left(R - \frac{(\vec{v}_0 \cdot \vec{R})}{c}\right)^3} \left(\vec{R} - \frac{\vec{v}_0}{c} R\right) - \frac{q_m}{c^2 \left(R - \frac{(\vec{v}_0 \cdot \vec{R})}{c}\right)^3} \left(\vec{R} \times \left(\left(\vec{R} - \frac{\vec{v}_0}{c} R\right) \times \dot{\vec{v}}_0\right)\right). \quad (18)$$

Рассмотрим структуру выражения (18). При скорости заряда малой по сравнению со скоростью света первое слагаемое пропорционально величине $1/R^2$, что эквивалентно полю покоящегося заряда. В то же время второе слагаемое пропорционально $1/R$, что соответствует распространению в пространстве волны сферической симметрии. Это второе слагаемое пропорционально ускорению движущегося заряда $\dot{\vec{v}}_0$, что аналогично условию излучения волны ускоренно движущимся электрическим зарядом [18, с. 109].

Таким образом, ускоренное движение магнитных зарядов приводит к излучению электромагнитных волн, которое подобно возникающему при движении электрических зарядов.

При $\vec{v}_0 \ll c$ второе слагаемое в формуле (18) принимает вид

$$\vec{H}_m = \frac{q_m}{c^2 R^3} \left(\vec{R} \times \left(\vec{R} \times \dot{\vec{v}}_0\right)\right). \quad (19)$$

5. ВЫРАЖЕНИЕ МАГНИТНОГО ЗАРЯДА ЧЕРЕЗ НАМАГНИЧЕННОСТЬ

В эксперименте измеряется не величина магнитного заряда, а намагниченность магнитной среды. В практике доменных структур [21] вводится поверхностная плотность магнитных зарядов σ_m , связанная с намагниченностью соотношением

$$\sigma_m = M_0. \quad (20)$$

Как видно, это соотношение подобно аналогичному соотношению для электрических зарядов [22, ф-ла (12.2)]. Величину магнитного заряда площадки S определим с помощью формулы

$$q_m = \sigma_m S = M_0 S. \quad (21)$$

5.1. Поле волны, создаваемой движущимся магнитным зарядом

Подставляя (21) в (18), а также учитывая, что суммарное поле формируется за счет встречного

движения двух зарядов противоположных знаков, получаем

$$\vec{H}_m = \frac{2M_0 S}{c^2 R^3} \left(\vec{R} \times \left(\vec{R} \times \dot{\vec{v}}_0\right)\right), \quad (22)$$

где $\dot{\vec{v}}_0$ — ускорение движения магнитного заряда.

В соответствии с геометрией на рис. 1 можно полагать, что заряд движется вдоль оси Oz , так что ускорение соответствует второй производной от координаты заряда по z_m . В этом случае поле по абсолютной величине принимает вид

$$H_m = \frac{2M_0 S}{c^2 R} \dot{v}_0 = \frac{2M_0 S}{c^2 R} \frac{d^2 z_m}{dt^2}. \quad (23)$$

Ориентация поля, в соответствии с двойным векторным произведением в (22), перпендикулярна вектору $\vec{R}$. При $|\vec{r}'| \ll |\vec{R}|$ можно считать, что поле $\vec{H}_m$ перпендикулярно направлению на центр магнитной пленки (точка O на рис. 2).

Подобно работе [16] примем, что зависимость координаты заряда от времени с точностью до постоянного множителя подобна зависимости намагниченности от времени

$$\frac{d^2 z_m}{dt^2} = A_m \frac{d^2 M}{dt^2}, \quad (24)$$

где A_m — нормирующий коэффициент, который должен быть определен из эксперимента. При этом поле (23) принимает вид

$$H_m = \frac{2M_0 S A_m}{c^2 R} \frac{d^2 M}{dt^2}. \quad (25)$$

Таким образом, чтобы получить поле излучаемой волны следует найти вторую производную от намагниченности по времени, которая в свою очередь определяется интенсивностью нагревания пленки светом от мощного лазера.

6. ДИНАМИКА ТЕМПЕРАТУРЫ

Рассмотрим теперь температурный режим, создаваемый в магнитной пленке импульсом света от фемтосекундного лазера. Пусть в продолжение импульса пленке сообщается количество теплоты Q_e . При этом температура пленки возрастает от T_1 до T_2 . Температуры T_1 и T_2 связаны с количеством переданного тепла соотношением

$$Q_e = c m (T_2 - T_1), \quad (26)$$

где c — теплоемкость, m — масса пленки.

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

$$T_2 = T_1 + Q_e / c m. \quad (27)$$

После окончания импульса пленка остывает, и ее температура уменьшается от T_2 до T_1 . Количе-

ство рассеиваемого тепла — обратное, поэтому вместо соотношения (26) получаем

$$Q_q = -cm(T_2 - T_1). \quad (28)$$

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

$$T_1 = T_2 + Q_e/cm, \quad (29)$$

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

Время нагревания равно времени действия импульса τ_e . Вследствие краткости импульса нагревается только пленка без подложки. При охлаждении тепло из пленки уходит в подложку со скоростью, определяемой теплопроводностью подложки, поэтому время остывания значительно превышает время нагревания.

7. ВОЗМОЖНЫЕ ВИДЫ ИМПУЛЬСА

Импульс света от фемтосекундного лазера, образованный за счет механизма синхронизации мод, может иметь довольно сложную форму. В работе [16] импульс предполагался чисто прямоугольным с резкими фронтами. Однако можно полагать, что импульс имеет плавные фронты, т.е. по форме близок к колоколообразному. Для простоты расчета положим, что огибающая импульса во времени является синусоидальной и составляет половину периода синусоиды, так что длительность импульса равна τ_e .

7.1. Нагревание прямоугольным импульсом

Два рассматриваемых далее вида импульсов представлены на рис. 3. Сначала рассмотрим прямоугольный импульс, в основном, следуя работе [16].

Предполагаем, что скорость изменения температуры во времени 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 . При этом получаем

$$dT/dt = \alpha(T_p - T), \quad (30)$$

где α — коэффициент нагревания ($\alpha > 0$).

Из (30) получаем уравнение относительно T

$$dT/dt + \alpha T = \alpha T_p. \quad (31)$$

Решая его методом вариации постоянных [23, 24], получаем

$$T = T_p + \alpha T_p C \exp(-\alpha t). \quad (32)$$

Находя C из начального условия

$$T|_{t=0} = T_1, \quad (33)$$

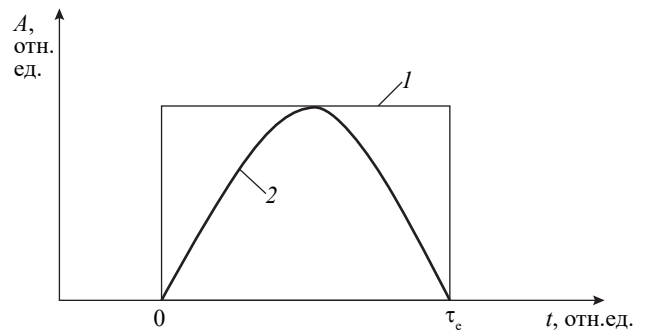


Рис. 3. Форма импульса света от фемтосекундного лазера: 1 — прямоугольная, 2 — полусинусоидальная.

получаем решение (31) в виде

$$T = T_p - (T_p - T_1) \exp(-\alpha t). \quad (34)$$

За время действия импульса τ_e температура должна принять значение T_2 :

$$T|_{t=\tau_e} = T_2. \quad (35)$$

При этом из (34) получаем

$$T_2 = T_p - (T_p - T_1) \exp(-\alpha \tau_e). \quad (36)$$

7.2. Нагревание синусоидальным импульсом

Теперь рассмотрим импульс полусинусоидальной формы, длительностью τ_e (рис. 3, кривая 2). В этом случае нельзя считать, что температура пленки растет по экспоненте, так как амплитуда импульса по времени меняется, поэтому будем опираться на поток энергии, падающий на магнитную пленку.

Подобно (26), количество теплоты Q_e , сообщаемой пленке при нагревании от T_1 до T , равно

$$Q_e = cm(T - T_1). \quad (37)$$

Поток энергии соответствует производной (37) по времени:

$$\frac{dQ_e}{dt} = cm \frac{dT}{dt}, \quad (38)$$

откуда получаем

$$\frac{dT}{dt} = \frac{1}{cm} \frac{dQ_e}{dt}. \quad (39)$$

Положим поток энергии в виде половины синусоиды, показанной на рис. 3. При этом (39) принимает вид

$$\frac{dT}{dt} = \frac{1}{cm} \sin\left(\frac{\pi}{\tau_e} t\right). \quad (40)$$

Интегрируя (40) и полагая начальным условием (33), получаем температуру пленки, достигаемую по прошествии времени τ_e :

$$T = \frac{\tau_e}{\pi cm} \left\{ 1 - \cos\left(\frac{\pi}{\tau_e} t\right) \right\} + T_1. \quad (41)$$

Обозначая эту температуру через T_2 и исключая $1/\pi\tau_e$, получаем

$$T = \frac{T_2 - T_1}{2} \left\{ 1 - \cos\left(\frac{\pi}{\tau_e} t\right) \right\} + T_1. \quad (42)$$

7.3. Свободное охлаждение пленки

Рассмотрим теперь охлаждение пленки после окончания действия импульса лазера. Процесс охлаждения при любой форме импульса один и тот же, т.е. происходит по экспоненте от начальной температуры к конечной.

Предполагаем, что скорость изменения температуры во времени, т.е. величина dT/dt , пропорциональна разности между текущим значением температуры и тем, которое может быть достигнуто при бесконечно долгом процессе охлаждения. Будем считать, что пленка после охлаждения принимает ту же температуру, что была до нагревания, т.е. T_1 . За начальное значение примем то, которого достигла пленка в результате воздействия импульса, т.е. T_2 . Коэффициент охлаждения обозначим через β .

В силу сделанного предположения, где теперь конечная температура равна T_1 , полагаем

$$dT/dt = -\beta(T - T_1). \quad (43)$$

Из этого выражения получаем уравнение для T

$$dT/dt + \beta T = \beta T_1. \quad (44)$$

Решая это уравнение методом вариации постоянных [23, 24], а также учитывая, что охлаждение начинается с момента времени $t = \tau_e$, при котором $T = T_2$, получаем зависимость температуры пленки от времени при ее охлаждении:

$$T = T_1 + (T_2 - T_1) \exp(-\beta(t - \tau_e)). \quad (45)$$

7.4. Единый процесс нагревания и охлаждения

Запишем зависимость температуры пленки от времени в едином процессе нагревания (кривые 1, 2) и охлаждения (кривая 3) с помощью формул (34), (42), (45) соответственно (рис. 4). Пунктирные части кривых — продолжения в обе стороны за точку окончания действия импульса $t = \tau_e$; температура T_2 получена из формулы (34) при $t = \tau_e$; остальные параметры — те же, что в работе [16].

Из рисунка видно, что все три кривые пересекаются в единой точке, соответствующей окончанию импульса $t = \tau_e$ при $T = T_2$. Кривые 1 и 3 подобны таковым в работе [16]. Кривая, соответствующая синусоидальному импульсу, проходит ниже кривой, соответствующей прямоугольному импульсу, однако при $t = \tau_e$ приходит в ту же точку, что кривая 1. Более низкий ход кривой 2 по сравнению с кривой 1 обусловлен постепенным развитием амплитуды синусоидального импульса, по сравнению с резким для прямоугольного.

7.5. Изменение намагниченности при нагревании и охлаждении

Рассмотрим изменение намагниченности в едином процессе нагревания и охлаждения, для чего воспользуемся приближенной зависимостью намагниченности от температуры [25, ф-ла (18.7)]:

$$M(T) = \frac{1}{N_m} \sqrt{\frac{3}{T_c}} (T_c - T), \quad (46)$$

где M — нормированная намагниченность (нормировка производится на значение M_0 при абсолютном нуле), T_c — температура Кюри, T — температура по шкале Кельвина, N_m — нормирующий множитель.

Введем вспомогательное обозначение

$$M_g = \frac{1}{N_m} \sqrt{\frac{3}{T_c}} \quad (47)$$

и получим

$$M(T) = M_g \sqrt{T_c - T}. \quad (48)$$

Подставляя формулы (34), (42), (45) в выражение (48), получим

$$M(T) = M_g \sqrt{(T_c - T_p) + (T_p - T_1) \exp(-\alpha t)} \quad (49)$$

— нагревание $0 \leq t < \tau_e$ при прямоугольном импульсе;

$$M(T) = M_g \sqrt{T_c - \left\{ \frac{T_2 - T_1}{2} \left[1 - \cos\left(\frac{\pi}{\tau_e} t\right) \right] + T_1 \right\}} \quad (50)$$

— нагревание $0 \leq t < \tau_e$ при синусоидальном импульсе;

$$M(T) = M_g \sqrt{(T_c - T_1) - (T_2 - T_1) \exp(\beta\tau_e - \beta t)} \quad (51)$$

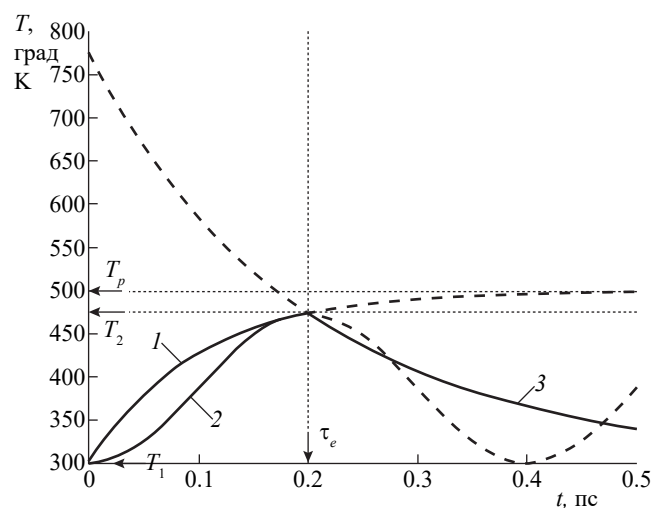


Рис. 4. Зависимости температуры пленки от времени: 1 — по формуле (37); 2 — по формуле (45); 3 — по формуле (48): $\alpha = 10 \text{ пс}^{-1}$, $\beta = 5 \text{ пс}^{-1}$, $\tau_e = 0.2 \text{ пс}$; $T_1 = 300 \text{ К}$; $T_2 = 472.93 \text{ К}$; $T_p = 500 \text{ К}$.

— охлаждение $\tau_e < t < +\infty$ при любой форме импульса.

Зависимости нормированной намагниченности от времени, построенные по этим формулам, показаны на рис. 5. Из рисунка видно, что при нагревании синусоидальным импульсом (кривая 2) намагниченность падает медленнее, чем в случае импульса прямоугольного (кривая 1). В обоих случаях минимальное значение намагниченности достигается при $t = \tau_e$ и составляет 0.6908 отн.ед. С учетом того что начальное значение намагниченности никеля при 300 К равно 510 Гс, минимальное значение будет соответствовать 352.308 Гс. Охлаждение происходит одинаково в обоих случаях, так что намагниченность постепенно стремится к исходному значению, однако значительно медленнее, чем при нагревании.

8. ПОЛЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ, ВОЗБУЖДАЕМОЕ ИЗМЕНЕНИЕМ НАМАГНИЧЕННОСТИ

В разд. 5.1 было показано, что обусловленное действием фемтосекундного лазера изменение намагниченности порождает электромагнитную волну, поле которой имеет вид (25)

$$H_m = \frac{2M_0 S A_m}{c^2 R} \frac{d^2 M}{dt^2}. \quad (52)$$

Таким образом, чтобы определить поле, следует найти вторую производную от намагниченности. Рассмотрим возможные варианты изменения намагниченности по отдельности.

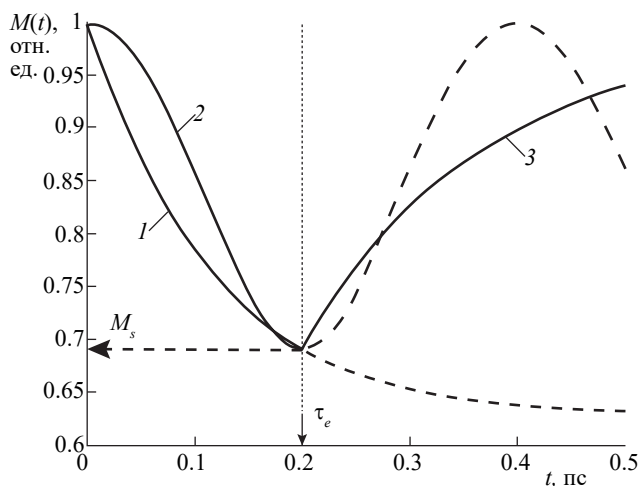


Рис. 5. Зависимости нормированной намагниченности от времени, построенные при $M_g = 0.055$ по разным формулам: 1 — по формуле (52); 2 — по формуле (53); 3 — по формуле (54); характер штриховых кривых тот же, что на рис. 4; $T_1 = 300$ К, $T = 500$ К, $T_e = 631$ К, $\tau_e = 0.2$ пс, $\alpha = 10$ пс⁻¹, $\beta = 5$ пс⁻¹.

8.1. Нагревание прямоугольным импульсом

В этом случае зависимость намагниченности от времени определяется формулой (49). Дифференцируя эту формулу два раза, получаем

$$\frac{d^2 M}{dt^2} = -\frac{M_g \alpha^2 (T_p - T_1)}{2\tau_e^2} \{A\}^{-1/2} \{B\} \exp(-\alpha t), \quad (53)$$

где

$$\{A\} = (T_c - T_p) + (T_p - T_1) \exp(-\alpha t); \quad (54)$$

$$\{B\} = \frac{T_p - T_1}{2} \{A\}^{-1} \exp(-\alpha t) - 1, \quad (55)$$

а M_g определяется формулой (47).

8.2. Нагревание синусоидальным импульсом

Аналогично предыдущему случаю из (50) получаем

$$\frac{d^2 M}{dt^2} = -\frac{M_g \pi^2 T_b}{2\tau_e^2} \{C\}^{-1/2} \{D\}, \quad (56)$$

где

$$\{C\} = T_a + T_b \cos\left(\frac{\pi}{\tau_e} t\right); \quad (57)$$

$$\{D\} = \frac{T_b}{2} \{C\}^{-1} \sin^2\left(\frac{\pi}{\tau_e} t\right) + \cos\left(\frac{\pi}{\tau_e} t\right); \quad (58)$$

$$T_a = \frac{1}{2}(2T_c - T_1 - T_2); \quad (59)$$

$$T_b = \frac{1}{2}(T_2 - T_1). \quad (60)$$

8.3. Охлаждение

Этот случай по структуре подобен нагреванию прямоугольным импульсом, так что из (51) получаем

$$\frac{d^2 M}{dt^2} = -\frac{M_g \beta^2 (T_2 - T_1) \exp(\beta \tau_e)}{2} \{E\}^{-1/2} \times \{F\} \exp(-\alpha t), \quad (61)$$

где

$$\{E\} = (T_c - T_1) - (T_2 - T_1) \exp(\beta \tau_e) \exp(-\beta t); \quad (62)$$

$$\{F\} = \frac{(T_1 - T_1) \exp(\beta \tau_e)}{2} \{E\}^{-1} \exp(-\beta t) - 1. \quad (63)$$

Подстановка формул (53), (56), (61) в (52) дает поле излучаемой электромагнитной волны.

На рис. 6 представлены зависимости поля излучаемой волны от времени. Из рисунка видим, что нагревание прямоугольным импульсом (кривая 1) дает постепенно спадающее поле одного знака, которое после перехода к охлаждению (кривая 3) спадает с тем же знаком, медленно стремясь к нулю.

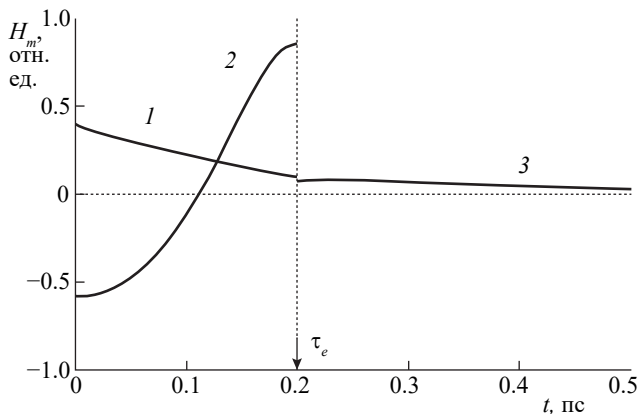


Рис. 6. Зависимости поля излучаемой волны от времени: 1 — нагревание прямоугольным импульсом (формула (56)); 2 — нагревание синусоидальным импульсом (формула (59)); 3 — охлаждение (формула (64)). Параметры те же, что на рис. 5.

Нагревание синусоидальным импульсом (кривая 2) дает поле значительно большей амплитуды, причем это поле сначала падает, после чего, проходя через нуль, снова возрастает, теперь уже с другим знаком. Таким образом, синусоидальный импульс лазера обеспечивает не один импульс поля, а два с меняющейся фазой, причем амплитуда обоих импульсов превышает амплитуду импульса поля при прямоугольном возбуждении более чем в два раза.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрена задача об излучении электромагнитной волны из магнитной пленки при воздействии короткого импульса света от фемтосекундного лазера. Приведена схема метода «накачки-зондирования», являющегося основным в экспериментах по сверхбыстрой динамике намагниченности. Отмечено, что ударное изменение намагниченности приводит к интенсивному излучению электромагнитных волн терагерцового диапазона. В качестве причины такого излучения предложена модель ускоренного движения магнитных зарядов. Приведен вывод запаздывающих потенциалов, на основе которых получено поле излучаемой волны. Выявлена пропорциональность поля второй производной от намагниченности по времени. Рассмотрен тепловой режим пленки, подверженной действию мощного импульса света. Отмечена важность формы возбуждающего импульса. Предложены к рассмотрению импульсы двух видов — прямоугольные и полусинусоидальные. Исследована температура пленки. Показано, что в течение синусоидального импульса температура растет медленнее, чем в течение прямоугольного, а по окончании импульса падает одинаково в обоих случаях. Получено динамическое изменение намагниченности во времени, найдены вторые производные, определяющие излучаемое поле.

Показано, что поле излучаемой волны для полусинусоидального импульса превышает поле от прямоугольного импульса более чем в два раза, причем во время действия импульса поле меняет знак, что соответствует изменению фазы излучаемой волны.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kirilyuk A., Kimel A.V., Rasing T. // *Rev. Mod. Phys.* 2010. V. 82. № 3. P. 2731.
2. Bigot J.V., Vomir M. // *Ann. Phys. (Berlin)*. 2013. V. 525. № 1-2. P. 2.
3. Walowski J., Münzenberg M. // *J. Appl. Phys.* 2016. V. 120. № 14. P. 140901.
4. Ka Shen, Bauer G.E.W. // *Phys. Rev. Lett.* 2015. V. 115. № 19. P. 197201.
5. Dreher L., Weiler M., Pernpeintner M. et al. // *Phys. Rev. B*. 2012. V. 86. № 13. P. 134415.
6. Thevenard L., Gourdon C., Prieur J.Y. et al. // *Phys. Rev. B*. 2014. V. 90. № 9. P. 094401.
7. Janusonis J., Chang C.L., Jansma T. et al. // *Phys. Rev. B*. 2016. V. 94. № 2. P. 024415.
8. Chang C.L., Lomonosov A.M., Janusonis J. et al. // *Phys. Rev. B*. 2017. V. 95. № 6. P. 060409.
9. 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>.
10. 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>.
11. Beaurepaire E., Merle J.C., Daunois A., Bigot J.Y. // *Phys. Rev. Lett.* 1996. V. 76. № 22. P. 4250.
12. Bigot J.V., Vomir M. // *Ann. Phys. (Berlin)*. 2013. V. 525. № 1-2. P. 2.
13. Koopmans B., Malinowski G., Dalla Longa F. et al. // *Nature Mater.* 2010. V. 9. № 3. P. 259.
14. Beaurepaire E., Turner G.M., Harrel S.M. et al. // *Appl. Phys. Lett.* 2004. V. 84. № 18. P. 3465.
15. Hilton D.J., Averitt R.D., Meserole C.A. et al. // *Opt. Lett.* 2004. V. 29. № 15. P. 1805.
16. Власов В.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И. // *Журн. радиоэлектроники*. 2020. № 6. <http://jre.cplire.ru/jre/jun20/14/text.pdf>.
17. Власов В.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И. // *Письма в ЖТФ*. 2021. Т. 47. № 11. С. 3.
18. Левич В.Г. Курс теоретической физики. М.: Наука, 1969. Т. 1.
19. Семенов А.А. Теория электромагнитных волн. М.: Изд-во МГУ, 1968.
20. Шавров В.Г., Щеглов В.И. Магнитостатические и электромагнитные волны в сложных структурах. М.: Физматлит, 2017.
21. Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982.
22. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т. 3. Электричество. М.: Наука, 1977.
23. Степанов В.В. Курс дифференциальных уравнений. М., Л.: Гостехтеориздат, 1945.
24. Эльсгольц Л.Э. Дифференциальные уравнения и вариационное исчисление. М.: Наука, 1965.
25. Вонсовский С.В. Магнетизм. М.: Наука, 1971.

EXCITATION OF ELECTROMAGNETIC WAVES UNDER THE IMPACT OF LIGHT ON A MAGNETIC FILM

V. S. Vlasov^a, V. G. Shavrov^b, V. I. Shcheglov^{b,*}

^a*Sykttyvkar State University named after P. Sorokin,
Oktyabrsky Prospekt, 55, Sykttyvkar, 167001 Russian Federation*

^b*Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics RAS,
Mokhovaya Str. 11, Bild. 7, Moscow, 125009 Russian Federation*

**E-mail: vshcheg@cplire.ru*

Received August 02, 2023, revised October 15, 2023, accepted November 24, 2023

The problem of electromagnetic wave emission from a magnetic film under the influence of a short pulse of light from a femtosecond laser is considered. The model of accelerated motion of magnetic charges is proposed as the cause of radiation. The proportionality of the field of the emitted wave to the second derivative of the magnetization in time is revealed. Pulses of two types — rectangular and half-sinusoidal — are proposed for consideration. It is shown that the field of the radiated wave for a half-sinusoidal pulse exceeds the field from a rectangular pulse more than twice.

Keywords: radiation, electromagnetic wave, magnetic film