

ДИНАМИКА ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ I и II РОДА В АМОРФНЫХ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ TbFeCo

М.Б.Агранат, С.И.Анисимов⁺, С.И.Ашитков, А.Б.Грановский*, А.В.Кириллин, П.С.Кондратенко[□], В.Е.Фортвов

НИИ теплофизики импульсных воздействий объединенного института высоких температур РАН, 127412 Москва, Россия

⁺Институт теоретической физики им. Л.Д.Ландау РАН
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

*Московский государственный университет им.М.В.Ломоносова
119899 Москва, Россия

[□]Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН
113191 Москва, Россия

Поступила в редакцию 17 апреля 1998 г.

Исследована динамика фазовых превращений в тонких аморфных пленках TbFeCo при воздействии лазерных импульсов длительностью ~ 1 пс. Пленки нагревались до температуры Кюри в аморфном состоянии (T_{C1}), температуры кристаллизации (T_{ac}) и температуры Кюри в кристаллической фазе (T_{C2}). Изменение намагниченности регистрировалось с помощью магнитооптического эффекта Фарадея во время и после действия нагревающего импульса. В экспериментах использовалось внешнее постоянное магнитное поле $H \sim 1 - 12$ кЭ, силовые линии которого направлены перпендикулярно плоскости пленки. Аморфные пленки TbFeCo обладают перпендикулярной магнитной анизотропией, которая при кристаллизации переориентируется в плоскость пленки. Обнаружено, что кристаллизация и переориентация намагниченности происходят во время действия нагревающего импульса (в пределах ~ 1 пс). Спиновая подсистема нагревается до температуры Кюри спустя несколько пикосекунд после окончания лазерного импульса. Характерное время спиновой релаксации составляет величину ~ 10 пс. На основе полученных данных предложена модель динамики электронной, спиновой и фононной подсистем, позволяющая объяснить результаты экспериментов.

PACS: 64.70.Kb, 75.40.Gb

Впервые вопрос о взаимодействии ультракороткого лазерного импульса с электронной, спиновой и фононной подсистемами ферромагнетика был рассмотрен в работе [1] на примере тонкой пленки Ni. Нагреваемый импульсом длительностью ~ 10 пс участок пленки не удавалось размагнитить даже при уровне плотности мощности лазерного излучения, соответствовавшем плавлению решетки. Отсюда был сделан вывод, что спиновая подсистема не успевает нагреться до температуры Кюри за характерное время остывания электронного газа и решетки до этой температуры. Это соответствовало как теоретическим оценкам [1, 2], так и данным по ферромагнитному резонансу в Ni при температурах выше комнатной, согласно которым характерное время спин-электронной релаксации порядка 0,1 - 0,5 нс [3]. Следует подчеркнуть, что характерные времена спин-электронной и спин-решеточной релаксаций, определенные по ширине линии ферромагнитного резонанса, могут значительно отличаться от значений этих параметров, усредненных по всем спин-волновым модам [2].

Подобные исследования в пикосекундном диапазоне длительностей нагревающего импульса [4–6], проведенные в дальнейшем на различных ферромагнетиках (Gd, Fe, CoPt, GdTbFe), подтвердили выводы работы [1] о длительном процессе релаксации намагниченности.

В последнее время появились работы [7, 9, 10], в которых динамика спиновой подсистемы Ni изучалась с помощью лазерных импульсов фемтосекундной длительности. Было обнаружено, что в субпикосекундном интервале времени после воздействия нагревающего фемтосекундного лазерного импульса происходит частичное размагничивание пленки Ni. В работе [7] на основе этих результатов делается вывод, что характерные времена τ_{es} и τ_{ls} имеют величину порядка 1 пс. Подчеркнем, что, как показано в экспериментах по воздействию сильного импульсного магнитного поля электронного пучка (см., например, [8]), переориентация магнитного момента может происходить за ультракороткие времена ~ 1 пс, что отнюдь не противоречит временам τ_{es} и τ_{ls} порядка 1 нс. Этот вывод о значениях τ_{es} и τ_{ls} не согласуется ни с предшествующими работами, ни с тем фактом, что авторам работы [7], как и в [1], не удалось размагнитить Ni. Авторы работы [9], которые измерили также и время полного размагничивания пленки ($\sim 0.1 \div 1$ нс), высказали гипотезу, что сверхбыстрая спиновая динамика связана со Стонеровскими возбуждениями, характерными для ферромагнетика с коллективизированными электронами, к которым относится Ni, и должна отсутствовать в ферромагнетиках с локализованными магнитными моментами. Медленная спиновая динамика (~ 0.1 нс) была идентифицирована в [9] со спин-решеточной релаксацией в предположении, что электрон-спиновая релаксация по величине имеет тот же порядок.

Различная интерпретация полученных результатов по динамике спиновой подсистемы Ni связана на наш взгляд с тем, что во всех проводившихся до сих пор исследованиях спиновой динамики методами импульсных лазерных воздействий отсутствовала прямая регистрация эволюции температуры решетки.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментальных исследований динамики фазовых переходов I и II рода в магнитооптических пленках TbFeCo, представляющих собой аморфный ферромагнетик с осью легкого намагничивания по нормали к плоскости пленки (перпендикулярной магнитной анизотропией). При температуре $T_{C1} \approx 150^\circ\text{C}$ пленка переходит в парамагнитное состояние. При $T_{ac} \approx 300^\circ\text{C}$ происходят два фазовых перехода (I и II рода) – в ферромагнитный кристалл с магнитной анизотропией, параллельной плоскости пленки, при $T_{C2} \approx 450^\circ\text{C}$ – в парамагнитный кристалл и при $T_m \sim 900^\circ\text{C}$ происходит плавление, причем кристаллическое состояние необратимо.

Пленка TbFeCo толщиной ~ 100 нм, помещалась между полюсами магнита, способного создавать постоянное магнитное поле с направлением вектора \mathbf{H} перпендикулярно поверхности и величиной H от 1 до 15 кЭ. Нагрев области пленки диаметром ~ 500 мкм производился лазерным импульсом, длительностью ~ 1 пс и длиной волны 780 нм, с распределением энергии в пятне фокусировки, близким к гауссовскому, до температур в интервалах: $T_{C1} < T < T_{ac}$, $T_{ac} < T < T_{C2}$, $T > T_{C2}$.

Во время действия нагревающего импульса изменение намагниченности измерялось при подсветке исследуемой области самим нагревающим импульсом ($\tau \sim 1$ пс) и CCD-камеры, с помощью которой регистрировалось изображение нагретой области с использованием эффекта Фарадея.

После действия нагревающего импульса динамика намагниченности изучалась с помощью зондирующего импульса длительностью ~ 500 пс, длиной волны 530 нм и пятном фокусировки 100 мкм, магнитооптического эффекта Фарадея и электронно-оптической камеры (ЭОК) с разверткой по времени (временное разрешение $\sim 2,5$ пс).

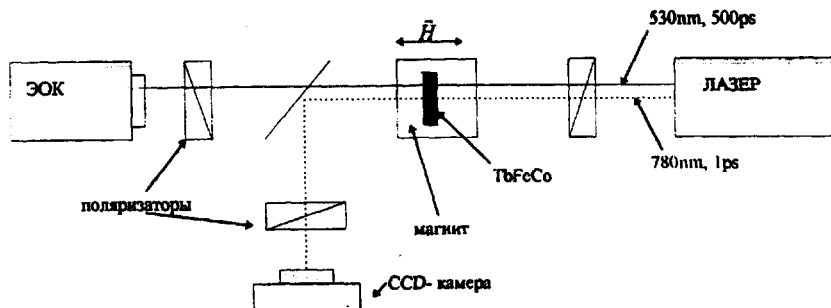


Рис.1. Оптическая схема измерений

Оптическая схема измерений представлена на рис.1. При использовании каждого из этих двух методов измерений проводилась калибровка зависимости величины намагниченности от интенсивности сигнала, обусловленного поворотом плоскости поляризации в схеме Фарадея, с помощью перемагничивания пленки в обратном направлении, то есть измерения петли магнитного гистерезиса. Калибровочные измерения показали, что в обоих методах уверенно регистрируется изменение намагниченности на 10–15% от величины, соответствующей полному размагничиванию. Динамика образования парамагнитного состояния при переходе через T_{C2} исследовалась при наложении сильного ($\sim 10 - 15$ кЭ) магнитного поля, не позволяющего спиновым моментам ориентироваться в плоскости поверхности пленки. Результаты экспериментов показали следующее:

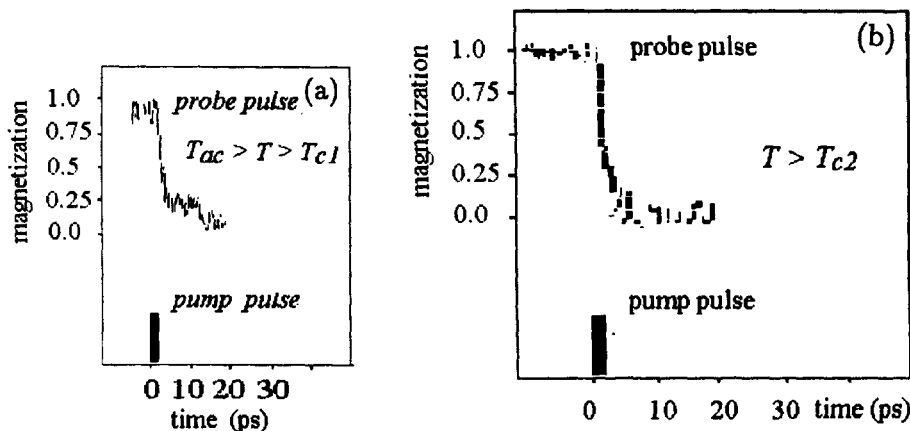


Рис.2. Результаты измерений динамики изменения намагниченности при нагреве аморфной пленки TbFeCo до температуры T_{C1} (а) и T_{C2} (б)

1. При нагреве до температур $T_{C1} < T < T_{ac}$ фазовый переход аморфной пленки в парамагнитное состояние при ее нагреве до температуры Кюри (T_{C1}) изучался при намагничивании пленки слабым магнитным полем (~ 1 кЭ). При получении изображения области нагрева, с помощью CCD-камеры, при зондировании самим нагревающим импульсом поляризатор и анализатор в схеме Фарадея первоначально были скрещены, то есть затвор Фарадея работал на открывание, что позволяло зарегистрировать полезный сигнал даже если бы он приходил в конце нагревающего импульса. Измерения показали, что во время действия нагревающего импульса не наблюдается изменения намагниченности. Однако после эксперимента видно, что область нагрева пленки была размагничена полностью. На рис.2а приведен временной профиль изменения намагниченности, полученный с помощью ЭОК. Следует отметить, что временное разрешение камеры (2.5 пс) позволяет регистрировать временную задержку только с точностью не выше 5 пс. Результаты измерений показывают, что область нагрева полностью размагничивается за время $\approx 5 \div 10$ пс после начала действия нагревающего импульса (точка отсчета 0 на оси ординат соответствует полному размагничиванию, схема Фарадея работала на закрывание, то есть в первоначальном состоянии поляризатор и анализатор были разведены на угол, соответствующий, примерно, полному размагничиванию, от скрещенного состояния).

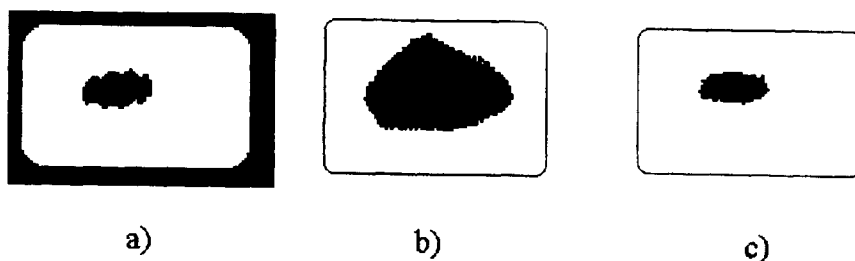


Рис.3. Результаты измерений динамики изменения намагниченности при фазовом переходе аморфной пленки в кристаллическое состояние: а) во время действия нагревающего импульса, б) после остывания, в) после остывания при $H \sim 1$ кОе

2. При нагреве до температур $T_{ac} < T < T_{C2}$ переход области нагрева аморфной пленки в кристаллическое состояние исследовался во время действия нагревающего импульса при подсветке исследуемой области самим нагревающим импульсом и CCD-камеры при предварительном намагничивании пленки слабым магнитным полем (~ 1 кЭ). Обнаружено, что во время действия нагревающего лазерного импульса в центре пятна фокусировки (~ 100 мкм) наблюдается только переход из аморфного в кристаллическое состояние с изменением ориентации магнитной анизотропии в плоскость пленки, которое идентифицируется после остывания наложением сильного магнитного поля, "вытягивающего" спины из плоскости пленки (рис.3а). На периферии пятна фокусировки, где температура нагрева ниже T_{ac} (в соответствии с гауссовским распределением энергии в пятне фокусировки), наблюдается после остывания парамагнитное состояние, обусловленное переходом через T_{C1} (рис.3б). При намагничивании пленки слабым магнитным полем (~ 1 кЭ), видно (рис.3с), что остается только область кристаллической фазы таких же размеров, как и область на рис.3а. Таким образом, эти результаты показывают, что фазовый переход

I рода (аморфно-кристаллический) в пленках TbFeCo, кристаллизация и изменение направления магнитной анизотропии происходят во время действия нагревающего импульса (в пределах ~ 1 пс). При таком сверхбыстром нагреве этот переход осуществляется без образования парамагнитного состояния в аморфной фазе.

3. При нагреве до температур $T > T_{C2}$ для изучения перехода через температуру (T_{C2}) в кристаллической пленке, исследуемая область либо предварительно нагревалась до температуры T_{ac} , чтобы перевести аморфную пленку в кристаллическое состояние, либо, на основании предыдущих опытов, нагрев осуществлялся из аморфной фазы. Динамика образования парамагнитного состояния при переходе через T_{C2} исследовалась при наложении сильного ($\sim 10 - 15$ кЭ) магнитного поля, не позволяющего спиновым моментам ориентироваться в плоскости поверхности пленки. Эти эксперименты проводились с помощью зондирующего импульса и электронно-оптической камеры с разверткой по времени. Результаты экспериментов оказались практически идентичными результатам измерений перехода через первую температуру Кюри (рис.2 б).

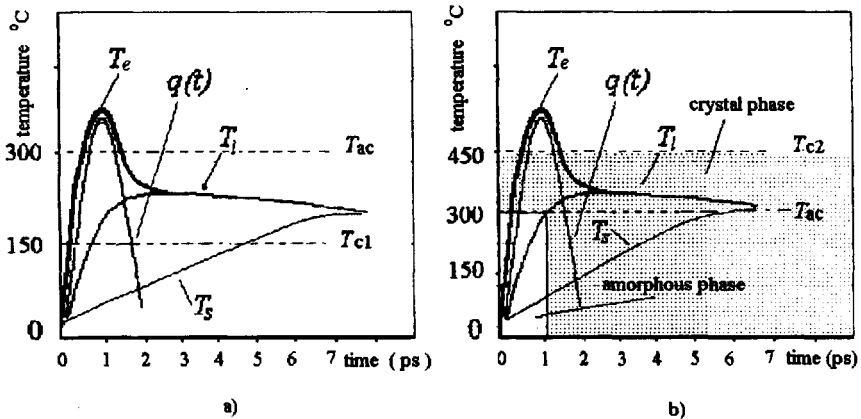


Рис.4. Динамика релаксации электронной, фонной и спиновой подсистемы при нагреве пленки TbFeCo до температур: а) $T_{ac} > T > T_{C1}$, б) $T_{C2} > T > T_{ac}$

Полученные нами результаты соответствуют "медленной" [9] спиновой динамике, имеющей место в условиях наличия термодинамического равновесия между электронной подсистемой и решеткой. Так как обмен энергией электронов и решетки со спиновой подсистемой осуществляется на основе спин-орбитального взаимодействия, константы электрон-спиновой (α_{es}) и спин-фонного (α_{ls}) теплообмена малы по сравнению с постоянной электрон-фонного взаимодействия:

$$\alpha_{es}, \alpha_{ls} \ll \alpha_{el}. \quad (1)$$

Анализ системы трех уравнений баланса энергии [11, 1] для температур T_s, T_e, T_l показывает, что по окончании лазерного импульса длительностью ~ 1 пс, когда температура решетки достигает максимального значения T_{lmax} и $T_e \approx T_l$, спиновая температура T_{s1} определяется выражением

$$T_{s1} = T_0 + \frac{c_l \alpha_{es}}{c_s \alpha_{el}} (T_{lmax} - T_0), \quad (2)$$

где T_0 – начальная температура, c_l, c_s – теплоемкости решетки и спинов. На последующем этапе спиновая температура релаксирует к температуре решетки, которая равновесна с электронами. Характерное время этой релаксации:

$$\tau_s = c_s / (\alpha_{cs} + \alpha_{ls}). \quad (3)$$

Максимальная температура, достигаемая спиновой подсистемой, зависит от соотношения между временем спиновой релаксации и временем остывания решетки вследствие теплопроводности в глубину образца $\tau_c \approx d^2/4\chi$, где d – глубина прогрева, χ – минимальная из теплопроводностей пленки и подложки. При $\tau_s \ll \tau_c$ максимальная температура спиновой подсистемы совпадает с максимальным значением температуры решетки, а при $\tau_s > \tau_c$ имеет место $T_{s1} < T_{smax} < T_{lmax}$. В нашем эксперименте время остывания пленок TbFeCo, согласно [12], имеет порядок 100 пс. Поэтому на масштабе времени, где существенно изменяется намагниченность, можно считать $T_l = T_{lmax}$, и тогда эволюцию спиновой температуры по окончании лазерного импульса можно описать выражением:

$$T_s = T_{s1} + (T_{lmax} - T_{s1})(1 - e^{-t/\tau_s}). \quad (4)$$

Учитывая, что при нагреве решетки до температур в интервале $T_{C1} < T < T_{ac}$ размагничивание, а следовательно, и нагрев спиновой подсистемы до температуры T_{C1} , происходят за время $3 \div 5$ пс, из (4) с учетом численных значений величин T_{C1} , T_{ac} , а также сравнительной малости разности температур $T_{s1} - T_0$, получаем оценку

$$\tau_s \approx 10 \text{ пс}. \quad (5)$$

Отметим, что эта оценка оказалась значительно короче времени спин-решеточной релаксации в Ni. Причина этого различия, на наш взгляд, состоит в сильном росте величины спин-орбитального взаимодействия с увеличением атомного номера, благодаря чему присутствие редкоземельного элемента Tb в составе исследуемых пленок привело к значительному возрастанию времени τ_s . Полученные результаты можно представить в виде, представленном на рис.4. Такая динамика электронной, спиновой и фононной подсистем характерна, по мнению авторов, и для переходных металлов.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 96-02-18495а, 96-02-18494а).

-
1. М.Б.Агранат, С.И.Ашитков, А.В.Грановский, Г.И.Рукман, ЖЭТФ **86**, 1376 (1984).
 2. Е.А.Туров, Изв. АН СССР сер.физ. **19**, 462 (1955).
 3. S.M.Bhagat and P.Lubitz, Phys. Rev. **B10**, 179 (1974).
 4. D.Guarisco, R.Burgermeister, C.Stamm, and F.Meier, Appl. Phys. Lett. **68**, 1729 (1996).
 5. A.Vaterlaus, D.Guarisco, M.Lutz, M.Aeschlimann et al., J. Appl. Phys. **67**, 5661 (1990).
 6. A.Vaterlaus, T.Beutler, and F.Meier, Phys. Rev. Lett. **67**, 3314 (1991).
 7. E.Beaurepaire, J.-C.Merle, A.Daunois, and J.-Y.Bigot, Phys. Rev. Lett. **76**, 4250 (1996).
 8. J.Heidmann, D.Weller, H.Siegmann et al., Abstr. of 40th MMM Conference, Philadelphia, 1995, p.473.
 9. A.Scholl, L.Baumgarten, R.Jacquemin, and W.Eberhardt, Phys. Rev. Lett. **79**, 5146 (1997).
 10. J.Hohlfield, E.Matthias, R.Knorren, and K.H.Bennemann, Phys. Rev. Lett. **78**, 4861 (1997).
 11. С.И.Анисимов, В.Л.Капелович, Т.Л.Перельман, ЖЭТФ **66**, 776 (1974).
 12. W.Mihael and D.Treves, J. Appl. Phys. **40**, 303 (1969).