

01;06

Особенности кинетических электронных переходов в магнитных полупроводниках

© А.Г. Волков, А.А. Повзнер, А.Н. Черепанова

Уральский государственный технический университет — УПИ,
620002 Екатеринбург, Россия
e-mail: povz@kf.ustu.ru

(Поступило в Редакцию 23 июня 2008 г.)

В рамках спин-флуктуационной теории описываются особенности кинетических электронных переходов в магнитных полупроводниках, возникающих за счет нестационарного саморазогрева при протекании электрического тока. На примере FeSi показано, что в области бистабильности возникают автоколебания температуры и силы тока, соответствующие переходам между металлической и полупроводниковой фазами.

PACS: 72.80.Ga, 72.20.Ht

Известно, что пропускание электрического тока через немагнитный полупроводник, электросопротивление которого достаточно быстро убывает с ростом температуры, сопровождается процессом саморазогрева, в результате чего значение внутренней температуры образца возрастает во времени, а вольт-амперная характеристика приобретает S-образный характер. Последнее указывает на формирование бистабильности и трактуется как формирование „холодной“ и „горячей“ полупроводниковых фаз, между которыми возможен кинетический электронный переход [1,2]. При подключении подобного полупроводника к источникам внешней емкости и индуктивности возникают автоколебания тока и напряжения, которые также соответствуют переходам между его „холодной“ и „горячей“ фазами [3]. Отметим, что автоколебания возникают в таких условиях, когда характерное время изменения тока в такой цепи (индуктивное или емкостное) сопоставимо со временем установления теплового равновесия [4].

Особая и до сих пор недостаточно изученная ситуация возможна в магнитных полупроводниках, претерпевающих с увеличением температуры равновесный переход в металлическое состояние (например, SmB₆, FeSi [5,6]). Такие полупроводники отличаются наличием в энергетических интервалах непосредственно примыкающих к энергетической щели между валентной зоной и зоной проводимости резких пиков плотностей электронных состояний, которые заполняются электронами с большой эффективной массой (или так называемыми „тяжелыми фермионами“). Ранее [7] при анализе электронного перехода в магнитном полупроводнике FeSi была найдена S-образная вольт-амперная характеристика, нижняя и верхняя ветви которой соответствовали „холодному“ полупроводниковому и „горячему“ металлическому состояниям, возникающим в условиях саморазогрева. Было указано на возможность кинетического фазового перехода „холодный“ магнитный полупроводник — „горячий“ металл, механизм которого связан с тем, что тепловые флуктуации внутренних обменных полей $\xi(T)$ в магнитном полупроводнике приводят к расщеплению

электронных термов, что обуславливает исчезновение запрещенной зоны между состояниями валентной зоны и зоны проводимости [6]

$$E_g(T) = E_g(0) - 2\xi(T). \quad (1)$$

Как было показано в [7], это приводит не только к лавинному нарастанию силы тока, но также к формированию обратной связи, заключающейся в увеличении амплитуды указанных флуктуаций. Однако возможность возникновения автоколебаний силы тока между „холодной“ полупроводниковой и „горячей“ металлической фазами, которые должны характеризоваться временами, сопоставимыми со временем теплообмена, не изучалась, поскольку исследовались решения стационарного уравнения теплового баланса.

Для описания процесса нестационарного саморазогрева магнитного полупроводника, возникающего при протекании электрического тока, необходимо воспользоваться уравнением теплового баланса

$$C(T) \frac{dT}{dt} = jU - \frac{\lambda(T)(T - T_0)}{h}, \quad (2)$$

где U — напряжение, j — плотность тока, T — температура внутри образца, T_0 — температура окружающей среды, а удельная теплоемкость $C(T)$ и теплопроводность $\lambda(T)$, согласно проверенным оценкам [7], приближенно описываются через свои решеточные составляющие (поскольку число электронных носителей в полупроводнике относительно невелико).

Используя описываемые уравнением (2) временные зависимости температуры, определим временные зависимости чисел носителей тока с помощью полученных ранее выражений для плотности состояний d -электронов, взаимодействующих с флуктуирующими обменными полями [6–8]:

$$g(\varepsilon, u) = \frac{1}{2} \sum_{\alpha=\pm 1} g_0(\varepsilon + u\alpha + \alpha\xi(T)), \quad (3)$$

где n — число d -электронов, определяемое условием электронейтральности, u — параметр межэлектронного

внутриатомного хаббардовского взаимодействия

$$n = \sum_{\alpha=\pm 1} \int g_0(\varepsilon + un + \alpha\xi(T)) f(\varepsilon - \mu) d\varepsilon, \quad (4)$$

$g_0(\varepsilon)$ — плотность состояний невзаимодействующих электронов.

Можно показать, что в рассматриваемом случае число носителей тока, определяемое числом свободных состояний в валентной зоне и занятых в зоне проводимости, связано с амплитудой флуктуирующих обменных полей и, согласно (3), определяется выражением

$$n_{\text{eff}} = \sum_{\alpha=\pm 1} \alpha \int g_0(\varepsilon + un + \alpha\xi(T)) f(\varepsilon - \mu) d\varepsilon. \quad (5)$$

Учитывая в выражениях (3)–(5), в соответствии с уравнением теплового баланса (2), зависимости температуры от времени, находим величину, определяющую скорость изменения числа носителей тока

$$2 \frac{dn_{\text{eff}}}{dt} = \sum_{\alpha=\pm 1} (\mu + un + \alpha\xi(T)) \frac{d\xi(T)}{dT} \frac{dT}{dt} - \sum_{\alpha=\pm 1} \alpha g_0(\mu + un + \alpha\xi(T)) \frac{d\mu}{dT} \frac{dT}{dt}, \quad (6)$$

где производная химического потенциала

$$\frac{d\mu}{dT} = \frac{\sum_{\alpha=\pm 1} \alpha g_0(\mu + un + \alpha\xi(T))}{\sum_{\alpha=\pm 1} g_0(\mu + un + \alpha\xi(T))} \frac{d\xi(T)}{dT} \quad (7)$$

и определяют возможность реализации в разные моменты времени как „холодной“ полупроводниковой, так и „горячей“ металлической фазы. При этом выражение для среднего значения амплитуды флуктуирующих обменных полей имеет вид

$$\xi(T) = un_{\text{eff}} + BT, \quad (8)$$

в котором B — частотный параметр функции Линдхарда ($\chi(q, \omega) = \chi(0, 0)(1 - q^2 + iB\omega/q)$).

Следует также отметить, что, согласно существующим оценкам [8,9], характерные значения времени спиновых флуктуаций гораздо больше времени формирования электронной структуры, но гораздо меньше характерного времени установления теплового равновесия [4]. Переходя к решению системы уравнений (4)–(7), учтем, что она является нелинейной и не допускает аналитического решения. Поэтому ее анализ и решение нами были выполнены численно для магнитного полупроводника FeSi. Одноэлектронная плотность состояний в случае FeSi была взята из работы [10], а параметры (u, B), описывающие температурную зависимость амплитуды флуктуирующих обменных полей (см. (8)), — из [7].

Для анализа характера зависимости температуры от времени, прежде всего, определялся аттрактор системы уравнений (5)–(8). При этом проведенный в случае FeSi численный анализ показывает, что для внешней температуры T_0 от 0 до 95 К аттрактор имеет вид

предельного цикла, что, как известно, соответствует возникновению решений, описывающих автоколебания силы тока, температуры и амплитуды спиновых флуктуаций. За пределами указанного температурного интервала автоколебания исчезают при всех рассмотренных значениях напряжения. В автоколебательном режиме при значениях приложенного напряжения выше 0.2 В вид аттрактора трансформируется, принимая вид странного аттрактора, что соответствует хаотическим колебаниям системы (рис. 1).

Некоторые результаты решений системы (5)–(8), описывающие зависимость тока от времени, в области периодических решений представлены на рис. 2–4.

Согласно проведенному численному анализу, возможность возникновения автоколебаний в условиях кинетического перехода связана в таких особенностями электронной структуры, как резкие пики плотности

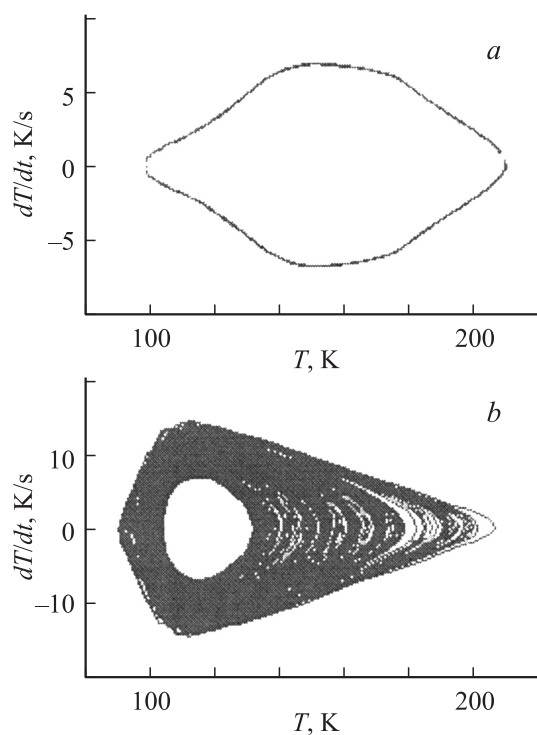


Рис. 1. Фазовые траектории при $T_0 = 95$ К; a — $U = 0.11$, b — 0.33 В.

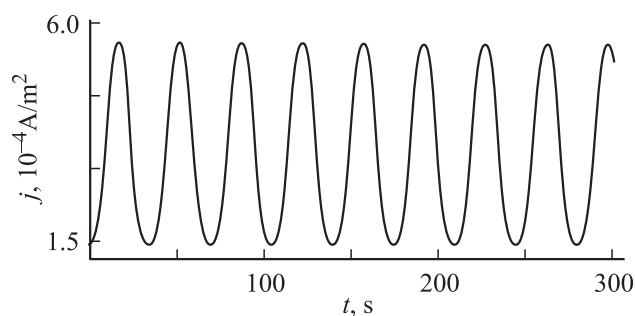


Рис. 2. Периодические автоколебания плотности тока в области бистабильности ($T_0 = 95$ К, $U = 0.11$ В).

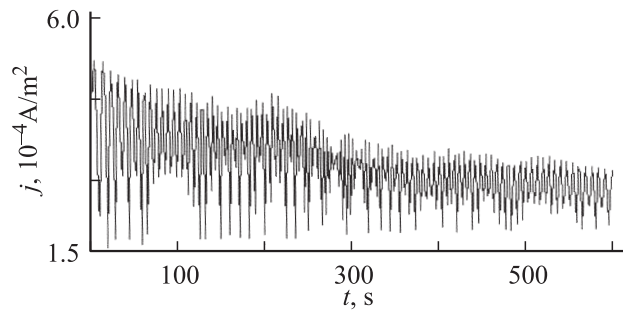


Рис. 3. Хаотические автоколебания тока в области бистабильности полупроводника ($T_0 = 95 \text{ K}$, $U = 0.33 \text{ V}$).

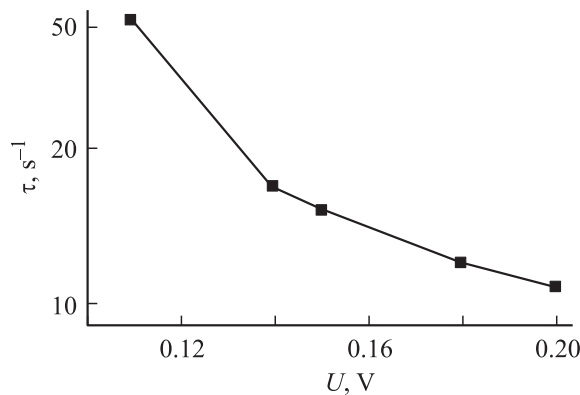


Рис. 4. Зависимость периода (τ) автоколебаний от напряжения при $T_0 = 95 \text{ K}$.

электронных состояний вблизи энергетического интервала запрещенной зоны. Отсутствие подобных аномалий заметно ослабляет температурные зависимости химического потенциала и амплитуды спиновых флуктуаций, а значения их производных от времени, определяемые формулами (6), (7), могут уменьшиться примерно на порядок. При этом характерное время установления теплового равновесия резко уменьшается и автоколебательные решения исчезают. Найденные автоколебательные решения обусловлены тем, что выделение джоулева тепла и вызванный этим рост амплитуды тепловых спиновых флуктуаций ведет к схлопыванию энергетической щели в спектре d -электронов, обуславливая увеличение числа носителей тока и, как следствие — значительное возрастание плотности тока.

В свою очередь, увеличение плотности тока ведет к еще большему выделению джоулева тепла (саморазогреву образца). Этот процесс носит лавинообразный характер и заканчивается, когда химический потенциал оказывается в валентной зоне. В результате состояние электронной подсистемы полностью металлизировано. Дальнейшее повышение внутренней температуры в металлической области ведет к увеличению сопротивления, и тем самым — к уменьшению плотности тока и доминированию процесса теплоотвода. В этих условиях амплитуда спиновых флуктуаций убывает, что уменьшает спин-флуктуационное расщепление электронного спектра, смещает химический потенциал к краю валент-

ной зоны и выводит последний в области запрещенных состояний. FeSi возвращается в полупроводниковое состояние, после чего процесс повторяется вновь. При этом очевидно, что автоколебания тока (числа носителей тока) в соответствии с описанным выше „сценарием“ оказываются возможными лишь в интервале внешних температур и приложенных напряжений, отвечающих бистабильному состоянию электронной подсистемы FeSi, т.е. условиям, при которых реализуется S-образная вольт-амперной характеристики данного полупроводника (см. [7]). Из анализа полученных решений (при $T_0 = 95 \text{ K}$ и разных напряжениях) следует, что с увеличением напряжения область изменения температуры растет, а период уменьшается (см., например, рис. 4).

На основе результатов численного анализа можно утверждать, что в магнитных полупроводниках, претерпевающих с ростом температуры электронное превращение в металлическое состояние — саморазогрев, может сопровождаться возникновением автоколебаний параметров и характеристик электронной подсистемы между их значениями, соответствующими полупроводниковой и металлической фазам. При этом возникновение таких автоколебаний не связано с колебаниями электрического заряда внешней емкости, включенной в цепь для создания положительной обратной связи, а обусловлено с автоколебаниями числа носителей тока, возникающих за счет колебаний амплитуды тепловых флуктуаций внутренних обменных полей. Таким образом, в нестационарных условиях кинетического электронного перехода магнитный полупроводник генерирует автоколебания тока, подобно немагнитным полупроводникам, подключенным к внешним источникам емкости и индуктивности (которые работают аналогично ламповому генератору Ван-дер-Поля [11]).

Список литературы

- [1] Мелких А.В., Повзнер А.А., Андреева А.Г., Сачков И.Н. // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. Вып. 26. С. 19–25.
- [2] Мелких А.В., Повзнер А.А. // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 7. С. 141–142.
- [3] Мелких А.В., Повзнер А.А. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. Вып. 6. С. 14–18.
- [4] Мелких А.А. Автоколебания и устойчивость в некоторых теплофизических и биофизических системах. Дис. докт. физ.-мат. н. Екатеринбург, 2006. 291 с.
- [5] Hunt M.B., Chernikov M.A., Felder E., Ott H.R., Fisk Z., Canfield P. // Phys. Rev. B. 1994. Vol. 50. N 20. P. 14933.
- [6] Волков А.Г., Повзнер А.А., Крюк В.В., Баянкин П.В., Кудасов Ю.Б. // ЖЭТФ. 1999. Т. 116. Вып. 5(11). С. 1770.
- [7] Волков А.Г., Повзнер А.А., Андреева А.Г., Аношина О.В. // ФТТ. 2002. Т. 44. Вып. 12.
- [8] Мория Т. Спиновые флуктуации в магнетиках с коллективизированными электронами. М.: Мир, 1988. 388 с.
- [9] Гребенников В.И., Прокопьев Ю.И. // ФММ. 1984. Т. 57. Вып. 3. С. 483–492.
- [10] Винокурова Л.И., Власов А.В., Кулатов Э.Т. // Тр. ИОФАН. 1991. Т. 2. № 4. С. 463.
- [11] Ланда П.С. Нелинейные колебания и волны. М.: Наука, Физматлит, 1997. 496 с.