

будет иметь место обычное падение T_c с ростом H . Так будет продолжаться до тех пор, пока при некотором $H = H_k$ расстояние между вихрями не сравняется с толщиной пленки. До этого момента между поверхностями пленки (толщина которой сравнима с размером вихря) в направлении нормали к ней располагался лишь один ряд вихрей. При $H > H_k$ между поверхностями пленки может разместиться более одного ряда вихрей и соответственно уменьшится их расстояние от поверхности, что и приведет к росту T_c при увеличении H . Таким образом, мы имеем дело со своеобразным размерным эффектом, где в качестве характерной физической длины выступает расстояние между вихрями.

Оценим это расстояние r (а следовательно, толщину пленки) для $YBa_2Cu_3O_7$ при $H = 10$ Тл

$$r = \xi \sqrt{H_{c2}/H} \approx 80 \text{ \AA}.$$

Выражаю благодарность Ю.И.Балкарею и А.С.Рылику за обсуждение работы.

Институт радиотехники и электроники РАН
Москва

Поступило в Редакцию
16 февраля 1993 г.

© Физика твердого тела, том 35, № 7, 1993
Solid State Physics, vol. 35, N 7, 1993

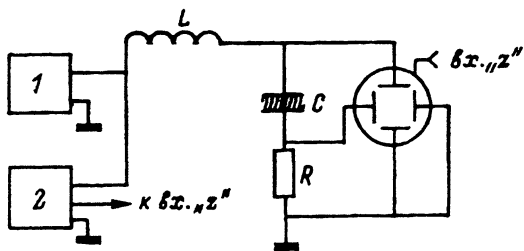
СЕЧЕНИЕ ПУАНКАРЕ ФАЗОВОГО ПОРТРЕТА НЕЛИНЕЙНОГО RLC-КОНТУРА, СОДЕРЖАЩЕГО СЕГНЕТОЭЛЕКТРИК

А.М.Солодуха, А.С.Сидоркин, А.А.Шевченко

Применение сегнетоэлектриков как элементов радиоэлектронных цепей общеизвестно. При этом, однако, проявление нелинейных эффектов в них столь разнообразно, что многие аспекты таких явлений здесь до сих пор не поняты. В первую очередь это относится к так называемой хаотической динамике в нелинейном контуре с сегнетоэлектриком в конденсаторе, активно обсуждаемой в последнее время [1].

Традиционно для идентификации хаотического режима колебаний здесь рассматривается простой фазовый портрет системы, по размытию которого или заполнению им некоторой области фазового пространства делается суждение о возникновении хаотической динамики [2]. Однако известно, что размытый фазовый портрет может быть получен, например, простой суперпозицией двух гармонических колебаний с несоизмеримыми частотами [3]. Поэтому для ответа на вопрос об истинной или ложной хаотичности в той или иной системе необходимо привлекать дополнительные методики. Одной из них является изучение отображения или сечения Пуанкаре, которое представляет собой временную выборку динамических характеристик рассматриваемой системы, составленную по определенному правилу. Для систем с вынужденными колебаниями оно представляет собой выборку динамических характеристик через периоды времени, кратные периоду вынуждающей силы.

Рис. 1. Блок-схема измерительной установки для наблюдения фазового портрета и сечения Пуанкаре нелинейного RLC-контура. 1 — генератор звуковой частоты; 2 — формирователь стробов; R, L — линейные элементы цепи; C — конденсатор с сегнетоэлектриком.



Для определения характера нелинейной динамики в контуре, содержащем сегнетоэлектрический конденсатор, в настоящей работе рассматривается RLC-контур с задающим генератором ГЗ-56. В качестве сегнетоэлектрика использовались образцы кристалла ТГС и ТГС + Ст с размерами $5 \times 1 \times 5$ мм вдоль соответствующих кристаллографических осей. Как обычно, фазовый портрет системы представлялся на экране в координатах заряд–ток. Сечение Пуанкаре получалось модуляцией яркости электронного луча осциллографа через интервал времени, равный периоду внешнего вынуждающего сигнала генератора (см. блок-схему установки на рис. 1).

Исследования проводились в температурном интервале $20 \div 50^\circ \text{C}$, амплитуде внешнего сигнала до 100 В и его частоте до 8 кГц.

Изучение фазовых портретов и соответствующих им сечений Пуанкаре данной системы показало, что колебательный режим здесь претерпевает качественные изменения в зависимости от соотношения следующих величин: амплитуды внешнего сигнала, его частоты и температуры образца. Изменяя эти параметры, можно наблюдать следующие режимы: гармонические колебания, спектр гармоник, каскад бифуркаций периода (появление субгармоник), хаотические колебания.

Область хаотичности расположена выше области резонанса нелинейного контура. Она ограничена амплитудами вынуждающего сигнала $U \simeq 40 \div 80$ В и частотным диапазоном $\Delta f \simeq 250$ Гц. При этом, как и частота резонанса f_p , нижняя граница области хаотичности линейно смещается с ростом амплитуды вынуждающего сигнала.

Характер изменения фазового портрета и сечения Пуанкаре при переходе от области гармонических колебаний через каскад удвоений периода к хаотическому режиму колебаний для случая материала ТГС + Ст показан на рис. 2, где сечение представляет собой более яркую часть фазового портрета. Видно, что от отдельных точек, количество которых удваивается при бифуркациях периода, при переходе в хаотический режим мы наблюдаем здесь появление сечения в виде сплошной кривой. Отметим, что стягивание точек сечения в линию, ее сплошной вид и незамкнутость (кривая S-типа) характерны для хаотического режима колебаний при наличии сильного затухания [3]. Обращает на себя внимание, что последнее является характерной чертой всех сегнетоэлектрических материалов, относящихся к типу порядок–беспорядок, для которых обнаружена хаотическая динамика [1].

Подобные исследования на различных образцах чистого кристалла ТГС показали для сечения Пуанкаре как картины, подобные случаю ТГС + Ст, так и качественно другие сечения в виде сплюснутого эллипса или внешнего контура спроектированной на плоскость гантели, характерные для сложения двух колебаний с несоразмерными частотами. Причем

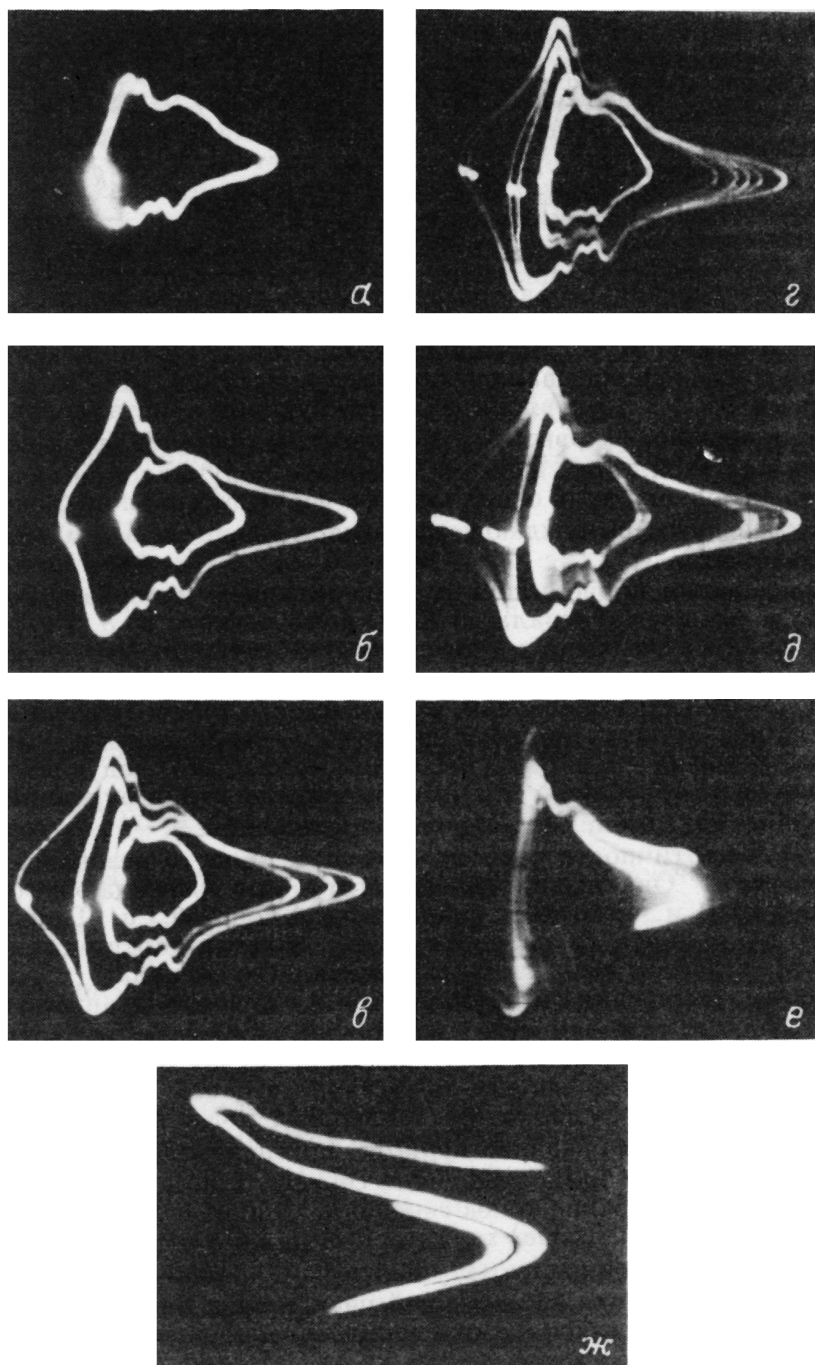


Рис. 2. Эволюция фазовых портретов и сечения Пуанкаре (их более яркие участки) в зависимости от амплитуды сигнала для образца кристалла ТГС + Сг. $t = 46^\circ \text{C}$, $f = 4.35 \text{ кГц}$, $U = 37$. (а), 49 (б), 51 (в), 52 (г), 55 (д), 55.5 В (е); (е) — сечение сдвинуто по фазе на π относительно предыдущих, (ж) — увеличенное сечение Пуанкаре для случая (е).

и в том и в другом случае непосредственно фазовый портрет выглядит одинаково — размытым образом, что указывает на важность дополнительных исследований, в том числе и с помощью сечения Пуанкаре для идентификации истинно хаотических колебаний.

Авторы выражают благодарность участникам II СНГ-США семинара по сегнетоэлектричеству (Санкт-Петербург, июнь 1992 г.) за обсуждение результатов.

Список литературы

- [1] Beige H., Diestelhorst M., Forster R., Krietsch T. // Phase Transitions. 1992. V. 37. P. 213-238.
- [2] Дрождин С.Н., Камышева Л.Н. // Кристаллография. 1991. Т. 36. В. 4. С. 925-930.
- [3] Мун Ф. Хаотические колебания. М.: Мир, 1990. 311 с.

Воронежский государственный университет

Поступило в Редакцию
26 февраля 1993г.

© Физика твердого тела, том 35, № 7, 1993
Solid State Physics, vol. 35, N 7, 1993

НАБЛЮДЕНИЕ «ЗАКОНА АРХИМЕДА» В ТВЕРДОМ ЭЛЕКТРОЛИТЕ $RbAg_4I_8$

М.Е.Компан

Благодаря своему промежуточному положению среди различных классов объектов физики твердого тела суперионные проводники часто проявляют весьма неожиданные свойства. Эта работа посвящена одному из таких свойств, возникающему из-за большой физической массы и классического характера носителей заряда.

В отличие от электронных проводников большая физическая масса носителей заряда делает ионные проводники гораздо более чувствительными к полям неэлектрической природы — к полю силы тяжести и инерции. Эффекты, вызванные этим, — неинерциальные эдс — впервые экспериментально наблюдались в работах [1,2] и впоследствии были подтверждены и дополнительно исследованы другими авторами (например, [3]).

Однако до настоящего времени некоторые аспекты этих явлений не анализировались. Рассмотрим, за счет каких энергетических источников реализуется гравитационная (инерционная) эдс. Напомним, что эффект состоит в перераспределении ионных носителей заряда в образце в присутствии силы тяжести, что приводит к появлению измеряемого электрического напряжения между электродами. Если к электродам присоединен внешний измерительный прибор, через него начинает протекать ток, что частично шунтирует электрическое поле, индуцированное силой тяжести. Это приводит к нарушению равновесия сил в объеме образца. Вследствие этого новые ионы должны постоянно перераспределяться таким образом, чтобы выполнялось условие равновесия

$$q_i \mathbf{E} = M_i \mathbf{a}. \quad (1)$$