

05.2;06;07;12

Диэлектрическая проницаемость пленочного титаната стронция в составе структуры $\text{SrTiO}_3/\text{Al}_2\text{O}_3$

© А.М. Прудан, Е.К. Гольман, А.Б. Козырев,
А.А. Козлов, В.Л. Логинов

С.-Петербургский электротехнический университет

Поступило в Редакцию 23 сентября 1997 г.

Показано, что пленочный титанат стронция имеет такую же температуру Кюри, как и монокристалл. Определена минимальная температура, выше которой величины диэлектрической проницаемости совпадают. Исследована диэлектрическая нелинейность в широком интервале напряженностей поля.

Многослойные структуры, содержащие пленку титаната стронция, синтезированную на поверхности диэлектриков (Al_2O_3 , LaAlO_3 , NbGaO_3) различными методами, интересны для практических приложений в СВЧ электронике. В большинстве случаев пленки имеют структуру перовскита SrTiO_3 [1,2,3]. Вместе с тем не исключается возможность получения в процессе синтеза и более сложных соединений типа $\text{SrO}(\text{SrTiO}_3)_n$ [4].

При обзоре публикаций обращает на себя внимание следующий факт. Пленки SrTiO_3 в большинстве случаев обладают кристаллической решеткой типа перовскита, а значения диэлектрической проницаемости (ϵ_F) при комнатной температуре, например, лежат в широком диапазоне: $\epsilon_F \in 90-350$ [1-4]. Для сравнения, диэлектрическая проницаемость монокристалла SrTiO_3 при $T \approx 300$ К имеет значения 340–360. Кроме того, отсутствуют исследования по идентификации материала пленки с точки зрения характеристической для сегнетоэлектрика зависимости $\epsilon_F(T)$. Данное сообщение направлено на подтверждение соответствия кристаллической структуры типа перовскита материала пленки с известной диэлектрической проницаемостью монокристалла SrTiO_3 .

Пленка была нанесена методом магнетронного распыления керамической мишени SrTiO_3 на пластину ($12.0 \times 12.0 \times 0.5$) mm монокристаллического Al_2O_3 (*r*-срез), поверхность которой содержала совокупность

платиновых планарных электродов. Распыление проводилось в смеси газов ($0.7 \text{ O}_2 + 0.3 \text{ Ar}$) при давлении $P \sim 4 \text{ Pa}$ и температуре подложки $T = 700^\circ\text{C}$. Толщина пленки составляла $h = 0.8 \text{ }\mu\text{m}$.

Рентгеноструктурные исследования многослойной системы ($\text{SrTiO}_3/\text{Pt}/\text{Al}_2\text{O}_3$) показали, что пленка имеет кристаллическую решетку типа перовскита с преимущественной ориентацией (100) относительно поверхности подложки. В направлении [100] размер элементарной ячейки увеличен ($a = 0.3941 \text{ nm}$) по сравнению с данными для монокристалла ($a_0 = 0.3902 \text{ nm}$). Результаты исследований методом рентгеновской дифракции показали наличие мелкозернистой структуры. Обследование поверхности методом силовой электронной микроскопии выявило, кроме того, наличие раковин диаметром до 100 nm .

Четырехзондовым методом (измеритель E7-12) на частоте 1 MHz проведены исследования температурного поведения емкости $C(T)$ планарных конденсаторов, имеющих многослойную структуру SrTiO_3/Pt (электроды конденсатора)/ Al_2O_3 . Зазор между электродами в конденсаторе был равен $3 \text{ }\mu\text{m}$. Измерены зависимости емкости от температуры $C(T)$ при отсутствии электрического поля $C(0, T)$ и при приложении к электродам конденсатора управляющих напряжений U_i , при которых в области $T > 78 \text{ K}$ на зависимости $C(U_i, T)$ обнаруживался максимум. При двух температурах ($T_i = 78, 290 \text{ K}$) в интервале напряжений $U = 0-200 \text{ V}$ измерены вольт-фарадные характеристики $C(U, T_i)$. Для конденсаторов характерны следующие относительные изменения полной емкости:

$$C(0, 78 \text{ K})/C(0, 290 \text{ K}) \cong 1.9; \quad C(0, 78 \text{ K})/C(200 \text{ V}, 78 \text{ K}) \cong 2.7;$$

$$C(0, 290 \text{ K})/C(200 \text{ V}, 290 \text{ K}) \cong 1.4.$$

Межэлектродное пространство конденсатора планарной конструкции имеет неоднородное диэлектрическое заполнение (воздух, подложка, пленка), и есть основания полагать, что пленка SrTiO_3 также представляет неоднородную по диэлектрической проницаемости среду. Последнее может быть связано как с наличием воздушных включений (раковин), так и с проявлением граничных условий для вектора поляризации на поверхности кристаллитов [5]. Упрощенно полную емкость конденсатора C можно отобразить эквивалентной схемой, содержащей три компоненты C_P, C_N, C_F , две из которых (C_N, C_F) соединены последовательно. Каждая из компонент характеризует энергию электрического

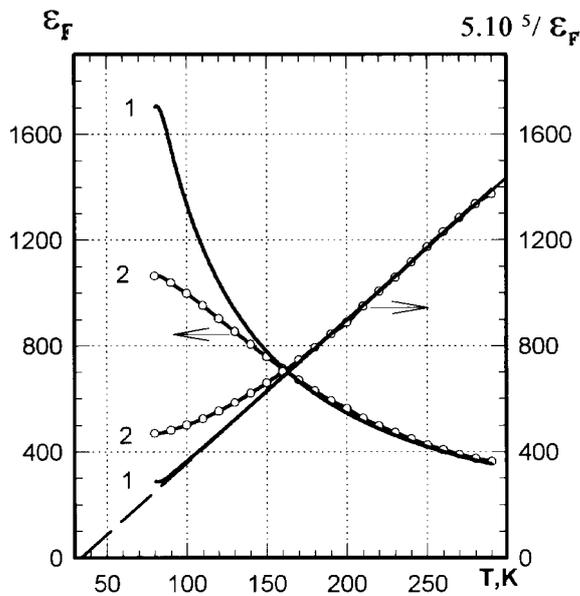


Рис. 1. Температурная зависимость диэлектрической проницаемости (ϵ_F): 1 — монокристаллического, 2 — пленочного титаната стронция на поверхности Al_2O_3 (r -срез) при нулевом ($E = 0$) смещающем поле. Толщина пленки $h = 0.8 \mu\text{m}$.

поля в воздухе и подложке C_P , в областях пленки с низкой диэлектрической проницаемостью C_N и в областях пленки с сегнетоэлектрическим заполнением C_F . В этом случае искомая диэлектрическая проницаемость сегнетоэлектрического материала может быть определена из соотношения

$$\epsilon_F = \frac{1}{\epsilon_0 \cdot F_F} \cdot \left(\frac{1}{C - C_P} - \frac{1}{C_N} \right)^{-1}, \quad (1)$$

где F_F — форм-фактор емкости C_F , $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$ — диэлектрическая постоянная.

Величины C , C_P , C_N , F_F в правой части (1) являются измеряемыми. Емкость C_P определяется из анализа соответствия зависимости $C(0, T)$ функции типа Кюри $C(0, T) = A/(T - T_0)$ [6]. Компонента C_N определена

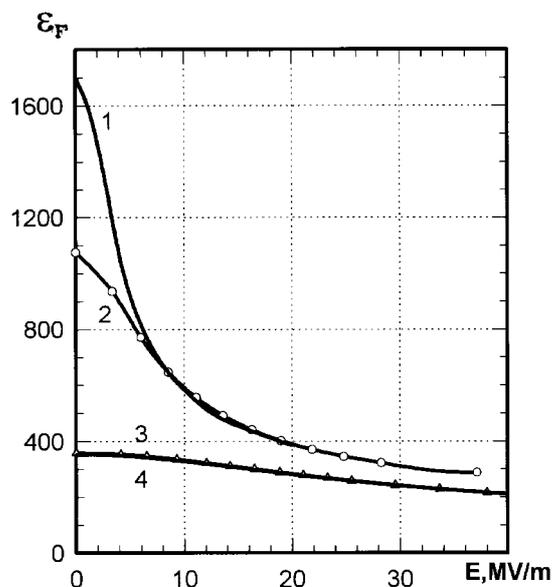


Рис. 2. Зависимости диэлектрической проницаемости монокристаллического (1, 3) и пленочного (2, 4) титаната стронция от напряженности внешнего электрического поля при $T = 78$ К (1, 2) и $T = 290$ К (3, 4).

с помощью соотношения, устанавливающего связь диэлектрических проницаемостей в присутствии ($\varepsilon_F(E_i, T_m)$) и в отсутствие управляющего поля ($\varepsilon_F(0, T_m)$) при температуре T_m , соответствующей положению максимума зависимости $\varepsilon_F(E_i, T)$. Из анализа зависимости $C_F(0, T)$ получена температура Кюри, характерная для монокристалла SrTiO_3 . Использование константы Кюри (C_K), как истинной константы для сегнетоэлектрика, позволило определить значение форм-фактора

$$F_F = \frac{1}{\varepsilon_0 \cdot C_K} \cdot \frac{d\left(1/(C - C_P)\right)}{dT}. \quad (2)$$

Для одного из исследованных конденсаторов, например, получены следующие значения: $C(0.78 \text{ К}) = 1.44 \text{ пФ}$, $C_P = 0.14 \text{ пФ}$, $C_N = 2.71 \text{ пФ}$, $F_F = 1.37 \cdot 10^{-4} \text{ м}$.

Результаты обработки по такому алгоритму первичной информации $C(U, T)$ приведены на рис. 1, 2. Пленочный SrTiO₃ имеет температуру Кюри (рис. 1), соответствующую монокристаллическому титанату стронция ($T_C = 38$ К). В диапазоне $180 \text{ К} < T < 300 \text{ К}$ материал пленки и кристалл SrTiO₃ неразличимы по величине диэлектрической проницаемости и ее температурному поведению, однако отклонение от закона Кюри наблюдается (рис. 1) при более высокой ($T \cong 180 \text{ К}$), чем у кристалла ($T \cong 100 \text{ К}$), температуре.

Конструкция конденсатора позволила исследовать диэлектрическую нелинейность SrTiO₃ в широком (до $E \sim 10^8 \text{ В/м}$) диапазоне напряженностей электрического поля (рис. 2). Диэлектрическая проницаемость существенно меняется под действием поля даже при комнатной температуре. Аналогичный результат получен при воздействии управляющего поля, ориентированного по нормали к пленке [3].

По абсолютным значениям и температурной зависимости диэлектрической проницаемости пленочный титанат стронция с кристаллической решеткой типа перовскита на поверхности подложки из Al₂O₃ (*r*-срез) в области $T > 180 \text{ К}$ неотличим от свободного кристалла SrTiO₃. Наблюдаемое несоответствие в области $T < 180 \text{ К}$, вероятно, связано с проявлением механического воздействия на пленку со стороны подложки из-за рассогласованности температурных коэффициентов линейного расширения [6].

Список литературы

- [1] Бойков Ю.А., Пронин И.П., Иванов З.Г. и др. // ФТТ. 1996. Т. 38. В. 4. С. 133–139.
- [2] Miranda F.A., Mueller C.H., Koepf G.A. // Supercond. Sci. Technol. 1995. V. 8. P. 755–763.
- [3] Komatsu S., Abe K. // Jpn. J. Appl. Phys. 1995. V. 34. P. 3597–3601.
- [4] Hirano T., Taga M., Kobayashi T. // Jpn. J. Appl. Phys. 1993. V. 32. P. L3597–L3601.
- [5] Вендик О.Г., Зубко С.П., Тер-Мартirosян Л.Т. // ФТТ. 1996. Т. 38. В. 12. С. 3654–3664.
- [6] Прудан А.М., Гольман Е.К., Козырев А.Б., Кютт Р.Н., Логинов В.Е. // ФТТ. 1997. Т. 39. В. 6. С. 1024–1029.