

02;05;06

Отражение сверхвысокочастотного электромагнитного излучения при переходе диэлектрик–металл в диоксиде ванадия

© Б.М. Горелов, К.П. Конин, В.В. Коваль, В.М. Огенко

Институт химии поверхности НАН Украины, Киев

E-mail: user@surfchem.freenet.kiev.ua

Поступило в Редакцию 7 сентября 2000 г.

Показано, что в сверхвысокочастотном электромагнитном поле коэффициент отражения диоксида ванадия и его композиций с диэлектриком при переходе образца из диэлектрического состояния в металлическое испытывает как скачкообразное увеличение, так и уменьшение; амплитуда изменения зависит от частоты поля и толщины образца. Поведение отражения обусловлено изменением условий интерференции отраженных волн при фазовом переходе.

Известно [1–3], что фазовый переход диоксида ванадия в металлическое состояние при $\sim 68^\circ\text{C}$ сопровождается скачкообразным возрастанием коэффициента отражения (R) электромагнитного излучения в инфракрасном диапазоне. Скачок R , который связан с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = \varepsilon_1 - i\varepsilon_2$ (при нормальном падении электромагнитной волны) выражением [4]

$$R = |(\sqrt{\varepsilon_1^-} - \sqrt{\varepsilon_2^-})/(\sqrt{\varepsilon_1^-} + \sqrt{\varepsilon_2^-})|^2 \quad (1)$$

обусловлен резким ростом проводимости $\sigma(T) = \omega\varepsilon_2(T)/4\pi$ и мнимой части проницаемости ε_2 с температурой (ω — частота) при условии, что действительная часть проницаемости мала и $\varepsilon_1 \ll \varepsilon_2$.

В сверхвысокочастотном диапазоне спектра, когда длина волны в образце сравнима с его толщиной, поведение R при переходе диэлектрик–металл может зависеть от частоты электромагнитного излучения и толщины образца. Так, отражение от четвертьволновых немагнитных образцов, толщина которых $l = \lambda/4 = \lambda_0/(4\sqrt{\varepsilon_1^-})$, где λ_0 , λ — длина волны в свободном пространстве и среде, для волны с $\omega = \pi c/(2l)$

(c — скорость света) определяется результатом интерференции волн, отраженных от двух поверхностей раздела образца $J_0 \cos(\omega t + \varphi)$ и $J_0 e^{-2\alpha m l} \cos[\omega(t + \frac{\lambda_0 m}{2c\sqrt{\varepsilon_1}}) + \varphi]$, где J_0 — интенсивность падающей волны, $\alpha = 4\pi\sigma/(nc)$ — коэффициент поглощения, n — показатель преломления, m — целое число, и, следовательно, параметрами образца ε_1 , α и l . Так как при фазовом переходе величины ε_1 и α скачкообразно меняются, то изменяются и условия наложения отраженных волн, а именно разность фаз $\Delta = \lambda_0 \pi m / (4l\sqrt{\varepsilon_1})$ и интенсивностей. Поэтому при фазовом переходе в четвертьволновом образце для одинаковых ω в зависимости от поведения Δ возможно как ослабление при $\Delta = \pi$, так и усиление при $\Delta = 0$ отражения.

В настоящей работе исследовано отражение сверхвысокочастотного электромагнитного излучения при переходе диэлектрик–металл в четвертьволновых образцах диоксида ванадия. Изучались дисперсные образцы VO_2 со средним размером частиц 60–80 μm и насыпной плотностью 0.4–0.6, полученные диспергированием поликристаллического VO_2 , проводимость которого при комнатной температуре составляла 5–7 $(\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$ и с ростом температуры скачкообразно возрастала до 10⁴ $(\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$ в интервале 68–72°C, а также композиции VO_2 с диэлектриком, в качестве которого использовался бутадиестирольный каучук, со степенью заполнения $f = V/V_0 = 0.2$ –0.7 (V , V_0 — объемы включений VO_2 и диэлектрика).

Измерения коэффициента отражения в диапазоне частот 8–12 GHz проведены методом короткозамкнутой линии с помощью индикатора КСВН Я2Р-67 [4].

Температурные зависимости коэффициента отражения образцов VO_2 разной толщины приведены на рис. 1. При толщине 3.0 mm в интервале частот 10.0–12.0 GHz переход диэлектрик–металл проявляется как в скачкообразном увеличении R , когда $\omega = 10.0$ –10.8 GHz, так и в резком падении, если $\omega = 12.0$ GHz. При этом на частоте 8.2 GHz переход в металлическое состояние при 68–72°C не проявляется (рис. 1, а).

Следует отметить, что при $T = 21^\circ\text{C}$ слой VO_2 с $l = 3.0$ mm максимально ослабляет излучение на частоте 10.0 GHz (рис. 2, кривая 1). Если толщина образца соответствует гашению излучения с $\omega = 11.0$ GHz в диэлектрическом состоянии (рис. 2, кривая 2), то в интервале частот 10.0–12.0 GHz при фазовом переходе поведение R меняется на противоположное. Коэффициент отражения скачкообразно

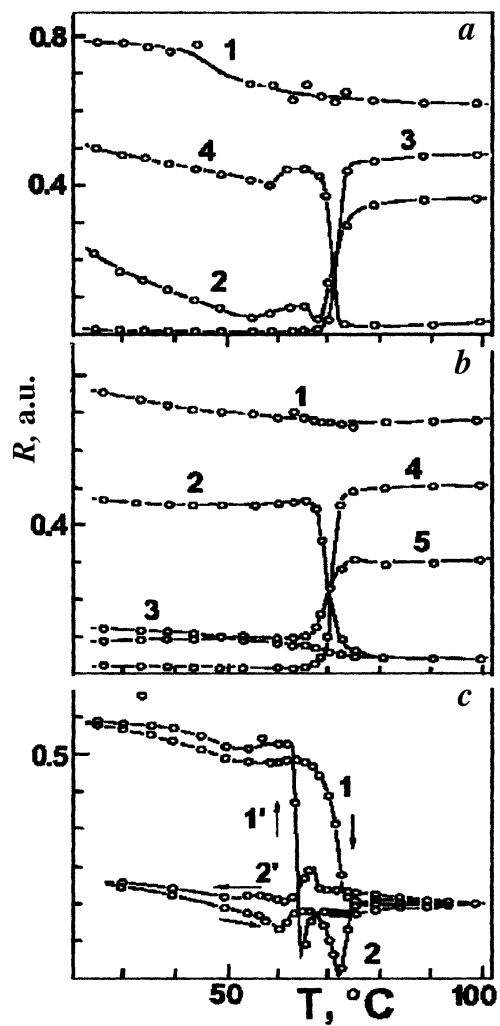


Рис. 1. Температурные зависимости коэффициента отражения диоксида ванадия при толщине 3.0 mm (*a*) на частотах 8.2 (1), 10.0 (2), 10.8 (3), 12.0 (4) GHz; при толщине 2.3 mm (*b*) на частотах 8.2 (1), 10.0 (2), 10.4 (3), 11.1 (4), 12.0 (5) GHz и композиции VO₂ с диэлектриком (*c*) на частотах 8.2 (1.1') и 10.3 (2.2') GHz при нагревании и охлаждении.

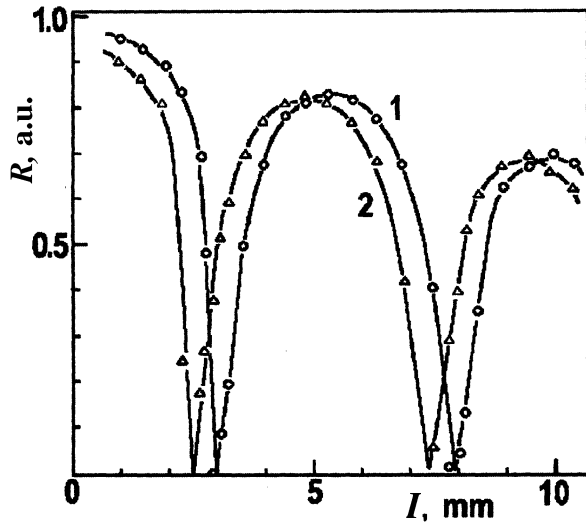


Рис. 2. Толщинные зависимости коэффициента отражения диоксида ванадия на частотах 10.0 (1) и 11.0 GHz (2) при комнатной температуре.

падает при $\omega = 10.0$ GHz. С ростом ω величина скачка уменьшается, при $\omega = 10.4$ GHz R плавно понижается, а при $\omega = 11.1$ – 12.0 GHz скачкообразно растет (рис. 1, b). При $\omega = 8.0$ – 9.2 GHz скачкообразного изменения R не наблюдается.

Аналогичное поведение $R(\omega)$ при фазовом переходе характерно и для композиций VO_2 с диэлектриком, диэлектрическая проницаемость которых определяется степенью заполнения [5]

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon + \frac{3f\tilde{\epsilon}(\epsilon - \epsilon_m)}{(2\tilde{\epsilon} + \epsilon) - f(\epsilon - \tilde{\epsilon})}, \quad (2)$$

где ϵ_m — диэлектрическая проницаемость диэлектрика. Кроме того, при $f \leq 0.3$ поведение $R(T)$ при нагревании и охлаждении может не коррелировать. Так, если для композиции с $f = 0.2$ и $l = 2.5$ mm на частоте 8.2 GHz зависимости $R(T)$ сходны, то при $\omega = 10.3$ GHz поведение R при фазовом переходе существенно различно с повышением и понижением T (рис. 1, c).

Таким образом, в сверхвысокочастотном диапазоне электромагнитного поля коэффициент отражения в диоксиде ванадия и его композициях с диэлектриком является функцией частоты и толщины образца и при переходе диэлектрик–металл на одинаковых частотах R может как скачкообразно расти или падать, так и не меняться. Такое поведение $R(\omega, T)$ можно объяснить изменением условий интерференции отраженных волн вследствие смещения действительной диэлектрической проницаемости при фазовом переходе, когда в зависимости от толщины образца условие гашения волн $\Delta \simeq \pi$ меняется на условие усиления $\Delta = 0$ или наоборот — условие усиления трансформируется в условие ослабления, а также слабыми изменениями Δ на частотах, не соответствующих условию экстремума интерференции в диэлектрическом и металлическом состояниях.

Список литературы

- [1] Бугаев А.А., Захарченя Б.П., Чудновский Ф.А. Фазовый переход металл–полупроводник и его применение. Л.: Наука, 1979. 220 с.
- [2] Чудновский Ф.А. Чтения памяти А.Ф. Иоффе 1987–1988. Фазовый переход металл–полупроводник в двуокиси ванадия. Л.: Наука, 1988. С. 58–65.
- [3] Imada M., Fujimori A., Takura Y. // Rev. Mod. Phys. 1998. Т. 70. N 4. С. 1039–1263.
- [4] Ковнеристый Ю.К., Лазарев И.Ю., Раваев А.А. Материалы, поглощающие СВЧ излучение. М.: Наука, 1982. 162 с.
- [5] Гречко Л.Г., Мотрич В.В., Огенько В.М. Поверхностные моды в малых частицах дисперсно-неоднородных сред. Киев, Препринт ИТФ, 1990. 36 с.