

Р.А. Пеленський

Електродинаміка плівкових середовищ

*Інститут енергетики та систем керування Національного університету "Львівська політехніка",
вул. Ст.Бандери., 12 м.Львів, 79013, Україна*

Побудовано математичні моделі перенесення заряду в плівкових середовищах з урахуванням подвійних шарів заряду та магнітних диполів при поверхневих областях структур.

Ключові слова: подвійні шари електричних та магнітних зарядів, зустрічно скеровані поля.

Стаття поступила до редакції 13.09.2005; прийнята до друку 15.03.2006.

Вступ

В локальній області безмежного ізотропного середовища відсутній розподілений об'ємний заряд і некомпенсований магнітний момент. Якщо з цього середовища виокремити тонку плівку, будуть протікати перехідні процеси з утворенням біля поверхні плівки розподіленого приповерхневого заряду, а у плівці розподіленого об'ємного заряду протилежного знаку. А також утворенням некомпенсованих магнітних моментів на обох поверхнях плівки.

І. Подвійні шари заряду плівкових структур

З виходом з плівки вільних електронів в приповерхневих шарах всередині і зовні плівки утворюється подвійний електричний шар заряду, і електричне поле з напруженістю E . Процес виходу електронів з плівки продовжується до тих пір, поки не зрівняються поля – дифузійне, що зумовлює вихід електронів з плівки, та індукване зустрічне електричне поле.

З метою врахування неоднорідностей у заляганні рівня Фермі в електронейтральному середовищі, в якому стався розрив структури середовища доцільним є введення усередненого дифузійного поля, відповідального за перенесення носіїв заряду з областей, де їх енергетичні рівні більш високі в області з нижчим заляганням рівня Фермі [1]. Це поле охарактеризоване за допомогою вектора напруженості дифузійного поля \vec{N} або дифузійного потенціалу χ . З завершенням формування подвійного шару зарядів положення рівнів Фермі контактуючих середовищ стане однаковим. В якості граничних

умов виступають різниці рівнів Фермі контактуючих середовищ у їх електронейтральному стані.

На поверхні плівки утворюється некомпенсований магнітний момент струму \vec{I} , незважаючи на те, що на електронній орбіті є два електрони з протилежно скерованими спінами. Дуже багато різного роду полів кручення діють одночасно в ізотропному однорідному безмежному середовищі, але в цьому випадку вони взаємно компенсуються. А на поверхні плівки цієї повної взаємної компенсації через розрив структури нема.

Поява на поверхні плівки некомпенсованого магнітного моменту струму індукує в плівковому середовищі збурення полів кручення, в результаті чого в плівці існує розподілений некомпенсований магнітний момент струму. Тобто, в околі поверхні існує магнітний диполь – подвійний шар магнітних зарядів.

Скалярний магнітний потенціал ϕ_i на обкладці цього диполя [2]

$$\phi_i = \frac{I R}{R^3}, \quad (1)$$

де M – магнітний момент струму, R – радіус сфери.

Для розгляду полів кручення наглядні зображення, дуже зручно отримувати в сферичній системі координат, бо результати розрахунку можна одержати з розв'язування одновимірних польових задач, якщо тонку плівку зобразити в формі полої сфери.

Магнітні моменти струму електрона, атома, молекули [3] досліджувались протягом багатьох років. Тобто, є реальна база для розрахунків подвійного приповерхневого магнітного шару плівки. При розриві середовища утворюються дифузійне поле та поле кручення, яке в літературі часто називають торсійним полем (the torsion fields) або спіновим. Задачу гіпотетичного утворення

магнітної дипольної структури в при поверхневому шарі плівки можна розбудувати на основі аналогії з побудовою подвійних електричних шарів плівки, розглянутою вище.

Розрив структури середовища викликає появу дифузійно – торсійних полів – першопричини утворення в плівках розподілених електричних та магнітних зарядів, появу струмів, обмежених об’ємним зарядом і ще цілої низки досліджених і зовсім не досліджених явищ. Якщо розглянути у взаємозв’язку дифузійно – торсійні поля, то можна було б відповісти на питання про те, які саме електрони покидають плівку, а які залишаються в ній. Описане вище має значення для тонкоплівкових середовищ, товщина яких співрозмірна з характеристичними довжинами. Розгляд проходить в рамках макроскопічних (феноменологічних) уявлень для усереднених полів. Дискретну структуру плівки при такому розгляді можна не враховувати.

Для побудови математичних моделей процесів струмоперенесення в тонкоплівкових середовищах потрібні:

а) рівняння електродинаміки для плівкового середовища;

б) рівняння взаємозв’язків потоків та сил у плівковому середовищі;

в) рівняння зв’язків зарядів та потенціалів плівкового середовища.

При практичній потребі розширення кола процесів, що розглядаються, можуть бути використані математичні моделі генераційно-рекомбінаційних процесів, процесів захоплення носіїв заряду на поверхневі рівні, може бути врахована роль дефектів та дислокацій плівки.

II. Рівняння плівкової електродинаміки

$$[\nabla \bar{H}] = \bar{\delta}_n + \bar{\delta}_p + \frac{\partial \bar{D}}{\partial t}, \quad (2)$$

$$[\nabla \bar{E}] = -\frac{\partial \bar{B}}{\partial t}, \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \bar{B} = \frac{\partial \rho_M}{\partial t}, \quad (4)$$

$$\nabla \cdot \bar{D} = \rho_e, \quad (5)$$

В загальновідомі рівняння електродинаміки напівпровідникових середовищ введено розподілений у плівковому середовищі з об’ємною густиною ρ_i магнітний заряд та густина потоку магнітних монополів $\bar{\delta}_M$. В суцільному середовищі він дорівнює нулю. Розрив структури середовища приводить до утворення на поверхні плівки некомпенсованого магнітного потоку струмів (некомпенсованого результуючого спіна), під дією якого індукуються збурення спінової структури плівкового середовища і виникає розподілений в ньому магнітний заряд.

В утвореному в при поверхневому шарі плівки магнітному диполі діють два зустрічних поля – торсійне (спінове) і зустрічно скероване магнітне. Якщо до плівки не прикладено сторонні джерела енергії, ці поля взаємно зрівноважені. Приповерхневий магнітний диполь – стійке утворення, так само як і подвійний приповерхневий електричний шар. Якщо розглядати гіпотетичну задачу його утворення, то отримуємо перехідний магнітний потік. По аналогії з електричним подвійним шаром можемо для магнітного приповерхневого диполя ввести поняття магнітного заряду, як інтеграла по часу від цього перехідного магнітного потоку і поняття про магнітну ємність цього диполя, як відношення його магнітного заряду до різниці скалярних магнітних потенціалів на його полюсах.

Рівняння електродинаміки слід доповнити матеріальними рівняннями плівкового середовища:

$$\bar{D} = \epsilon_a \bar{E} - \tau_e \epsilon_a \frac{\partial \bar{E}}{\partial t}, \quad (6)$$

$$\bar{B} = \mu_a \bar{H} + \tau_m \mu_a \frac{\partial \bar{H}}{\partial t} \quad (7)$$

$$\bar{\delta}_n = e \mu_n n \left(\bar{E} + \bar{N}_n + d_n \frac{\partial \bar{B}}{\partial t} \right) \quad (8)$$

$$\bar{\delta}_p = e \mu_p \left(\bar{E} + \bar{N}_p + d_p \frac{\partial \bar{B}}{\partial t} \right) \quad (9)$$

де τ_e та τ_m - електрична та магнітна сталі часу плівкового середовища; μ_n та μ_p – рухливості електронів та дірок; n та p – їх концентрації в локальній області плівкового середовища; d_n та d_p – характеристичні довжини.

Для розв’язання конкретних задач з розрахунку процесів у наноструктурах зручно користуватись апаратом теорії потенціалу. Зв’язки потенціалів і напруженостей полів мають вигляд:

$$\bar{N}_n = -\nabla \chi_n \quad (10)$$

$$\bar{N}_p = -\nabla \chi_p \quad (11)$$

$$\bar{E} = -\nabla \phi - \frac{\partial \bar{A}}{\partial t} + [\bar{V} \bar{B}] \quad (12)$$

$$\bar{H} = -\nabla \psi_m \quad (13)$$

$$\bar{B} = [\nabla \bar{A}] - \frac{1}{c^2} [\bar{V} \bar{E}] \quad (14)$$

Для потенціалів на границях розділу середовищ застосовуються граничні умови класичної електродинаміки. Дифузійні електронний та дірковий потенціали χ_n та χ_p на границях представлені на основі енергетичних діаграм ізольованих середовищ.

Висновки

В приповерхневих шарах плівкових середовищ існують зустрічно скеровані дифузійне та електричне

поля і торсійне та магнітне поля, які в статичному стані взаємно зрівноважені. Як наслідок їх дії в приповерхневих шарах утворюються подвійні шари заряду та магнітні диполі, які безпосередньо

впливають на характеристики плівкових структур.

Пеленський Р.А. – д.т.н., професор

- [1] Р.А. Пеленский. К учету контактных явлений в уравнениях электродинамики // *Журнал технической физики*, (4), сс. 889-890 (1979).
- [2] И.Е. Тамм. *Основы теории электричества* // Наука, М., 700 с. (1966).
- [3] *Краткий справочник физико-химических величин* // Химия, Л., 350 с. (1974).

R.A. Pelenskyi

Electrodynamics of the Film Environments

National University "Lviv Politechnik", Lviv, Ukraine

There are double coats of electrical and magnetic charges in the above surface layers of the thin films. These coats have an influence on the processes in the flow of current in the films. To consider the impact of these coats of charge on the electromagnetic processes we should include the densities of distributed volume electrical and magnetic charges in the equations of electrodynamics of the film environments. In the limited terms surface densities of electrical and magnetic charges are present.