Виконав:
студент гр. ДП-81
Верест Віталій

(1.3) Якщо з конденсатором постійний струм не протікає, у випадку зі змінним струмом — то ми спостерігаємо те, що він протікає у колі. Загалом у такому колі ми фіксуємо струм провідності, проте не всі частини кола охоплюються цим струмом. Для постійного струму конденсатор вважатиметься розривом у колі, а для змінного струму такого не спостерігається. Все це пояснюється тим, на обкладці конденсатора скупчуються електрони, які своїм електричним полем змушують рухатись частинки на протилежній обкладці, немов би замикаючи струм провідності у колі. Тоді між обкладками ми спостерігаємо змінне електричне поле. Формально саме це змінне електричне поле ми і називаємо умовно струмом зміщення, ~~яке~~ поняття якого запровадив Максвелл, згодом відповівши на питання, чи породжує цей струм зміщення магнітне поле, як робить це струм провідності. Максвелл надав ствердну відповідь. Яскравим підтвердженням породження магнітного поля струмом зміщення є існування електромагнітних хвиль.
Щодо рівнянь Максвелла, факт породження магнітного поля струмом провідності та струмом зміщення надав узагальнене рівняння у вигляді:

$$\mathrm{rot}\,\vec{H} = \vec{j} + j_{зм}$$

Вважаючи струм зміщення змінною електричного зміщення у часі це рівняння приводить до вигляду:

$$\mathrm{rot}\,\vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

Загалом поняття струму зміщення пов'язане зі зміною зарядів, які викликають зміну напруженості ел. поля при цьому не пов'язане з переміщенням самих зарядів. Цей факт дав можливість розвинути знання про електромагнітні поля та описати їх властивості системою рівнянь.

(1.4) З першого рівняння системи рівнянь Максвела ми можемо отримати кілька форм рівняння неперервності.

1°. Рівняння неперервності (закон збереження заряду), яке показує, що зміна густини просторового заряду в конкретній точці можлива лише за рахунок дивергенції струму. Його можна отримати, подіявши на всі члени першого рівняння Максвела оператором div, звідки маємо, що $\operatorname{div}(\operatorname{rot}\vec{H}) \equiv 0$; $\operatorname{div}(\partial\vec{D}/\partial t) + \operatorname{div}\vec{j} = 0$, за доп-ю математичних операцій остаточно отримуємо вищевказану форму р-ня неперервності:

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \operatorname{div}\vec{j} = 0$$

2°. Записавши отримане рівняння в інтегральній формі, можемо стверджувати, що рівняння показує, що швидкість зміни заряду усередині поверхні S дорівнює потоку вектора густини струму провідності $\vec{j}$, тобто повному струму, через цю поверхню

$$\frac{d}{dt}\int_{V_r}\rho\, dV_r + \oint_S \vec{j}\, d\vec{S} = 0$$

3°. Деякими математичними діями перше рівняння ми можемо записати у іншому вигляді. Ця форма рівняння неперервності стверджує, що лінії повного струму є неперервними та замкненими:

$$\operatorname{div}(\vec{j} + \vec{j}_{зм}) = 0$$

За допомогою рівняння неперервності можна провести кількісний аналіз процесу релаксації об'ємного заряду. Це явище спостерігається у розрядах конденсатора за рахунок струмів провідності, що протікають через діелектрик. Також рівняння неперервності відіграє важливу роль в електротехніці і застосовується практично в її основах — першому з-ні Кірхгофа.

$$\text{(1.5)}\quad \operatorname{div}[\vec{E}\times\vec{H}] + \frac{\partial\left(\frac{\mu\mu_0 H^2}{2} + \frac{\varepsilon\varepsilon_0 E^2}{2}\right)}{\partial t} + \vec{j}\,\vec{E} = 0$$

Рівняння балансу електромагнітної енергії

$\operatorname{div}[\vec{E}\times\vec{H}]$ — вектор Пойнтінга $[В\cdot А/м^2]$, фізичний зміст якого — це електромагнітна енергія, що проходить через деяку одиничну площадку за одиницю часу і яка назив. густиною потоку потужності.

$\frac{\partial\left(\frac{\mu\mu_0 H^2}{2} + \frac{\varepsilon\varepsilon_0 E^2}{2}\right)}{\partial t}$ — $[Дж/м^3]$ — енергія в одиниці об'єму або густина енергії магнітного й електричного полів

$\vec{j}\,\vec{E}$ — $[Вт/м^3]$ — фізичний зміст цього доданка — він характеризує теплові втрати електромагнітної енергії, тобто к-сть джоулевого тепла, що виділяється в одиниці об'єму за одиницю часу.

Доцільність введення поняття сторонніх джерел пояснюється потребою формального уявлення про джерела у рівнянні балансу, тобто ми можемо отримати певну модель рівняння балансу за доп-ю джерел напруги або струму, що значно розширює фізичний зміст останнього доданку у р-ні балансу, дає змогу враховувати не тільки перетворення електромагнітної енергії в теплову, а й усі інші види перетворення енергії.

(1.6) Загальна форма граничних умов виглядає наступним чином:

- для електричного поля:

$$E_{1\tau} - E_{2\tau} = 0;\quad D_{1n} - D_{2n} = \rho_S$$

- для магнітного поля:

$$B_{1n} - B_{2n} = 0;\quad H_{1\tau} - H_{2\tau} = j_S$$

Розглянемо ідеальний метал, що характеризується такими параметрами:

$$\varepsilon = 1,\ \mu = 1,\ \sigma = \infty.$$

на основі цих параметрів робимо висновок, що електричного поля всередині немає і тоді маємо ситуацію, що дотична складова поля над поверхнею дорівнює нулю, покажемо це:

з-ну Ома в диф. формі: $\vec{j} = \sigma \vec{E}$

напруженість ел. поля ідеального металу $\vec{E}_2 = 0$, звідси його проекції E_{2n} та $E_{2\tau}$ також будуть нульовими тоді гранична умова має вигляд:

$E_{1\tau} = 0$ — що і мали довести.

використовуючи $\vec{D} = \varepsilon\varepsilon_0 \vec{E} \Rightarrow D_{1n} = \varepsilon\varepsilon_0 E_{1n}$ та $D_{2n} = \varepsilon\varepsilon_0 E_{2n}$, оскільки $E_{2n} = 0$, то і $D_{2n} = 0$, тобту наступна гранична умова для електричного поля приймає вигляд:

$$D_{1n} = \rho_S \quad \text{або} \quad \varepsilon\varepsilon_0 E_{1n} = \rho_S$$

з цього виразу робимо висновок, що вектор напруженості електричного поля буде перпендикулярним до поверхні і пропорційним поверхневій густині заряду.

Тепер розглянемо граничні умови магнітного поля для ідеального металу:

з формули глибини проникнення магнітного поля у середовище, доведемо, що магнітного поля всередині ід. металу немає і нормальна складова поля дорівнює нулю:

$$\Delta = \sqrt{\frac{2}{\mu\mu_0 \sigma \omega}} \Rightarrow \vec{H}_2 = 0, \text{ тобто проекції}$$

H_{2n} та $H_{2\tau}$ дорівнюють нулю.

Тоді граничні умови приймають вигляд:

$\vec{B} = \mu\mu_0 \vec{H}$: $\vec{B}_{1n} = \mu\mu_0 H_{1n}$ та $B_{2n} = \mu\mu_0 H_{2n} = 0$;

$B_{1n} = 0$ і $H_{1\tau} = j_S$

На основі цих виразів робимо висновок, що магнітне поле буде дотичним до поверхні і перпендикулярним до ліній струму, а його напруженість дорівнюватиме лінійній густині струму.

1.7. Для розрахунку розподілу електричного поля всередині напівпровідників приймають, що на їх вільних границях нормальна складова відсутня для напруженості через те, що у напівпровіднику вона обернено пропорційна його діелектричній проникності:

$$E_{2n} = \frac{E_{1n}}{\varepsilon_2}$$

а дотична не змінюється $E_{1\tau} = E_{2\tau}$, тобто $E_{2n} \approx 0$.
Відповідно зовнішнє поле не викликає на поверхні напівпровідника заряду, тобто:

$$D_{1n} = \varepsilon_1 \varepsilon_0 E_{1n} = 0; \quad D_{2n} = \varepsilon_2 \varepsilon_0 E_{2n} = 0$$ з граничних умов:

$$\rho_S = 0$$

Також, той факт, що зі збільшенням діелектричної проникності кут нахилу вектора напруженості зростає, допомагає сформулювати наближені граничні умови при моделюванні електричних полів у напівпровідникових матеріалах:

$$E_{1\tau} \approx E_{2\tau}; \quad \rho_S \approx 0; \quad E_{2n} \approx 0$$