

Почему нельзя вводить дипольный момент и вектор поляризации в проводниках

Ф. Ф. Менде

Открываем работу [1], где в §78 вводится диэлектрическая проницаемость проводников и диэлектриков на больших частотах. При этом утверждается, что на очень высоких частотах нет никакой разницы между диэлектриками и проводниками, и используется следующая методика. Записывается уравнение движения для свободного заряда

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{E}, \quad (1)$$

и находится его смещение при воздействии переменного электрического поля

$$\vec{r} = -\frac{e\vec{E}}{m\omega^2}$$

Затем говорится, что поляризация $\vec{P}$ есть дипольный момент единицы объёма, и полученное значение смещения вводится в поляризацию

$$\vec{P} = ne\vec{r} = -\frac{ne^2\vec{E}}{m\omega^2}.$$

В данном случае рассматривается точечный заряд, и эта операция означает введение электрического дипольного момента для двух точечных зарядов с противоположными знаками, расположенными на расстоянии

$$\vec{p}_e = -e\vec{r}.$$

Этот шаг вызывает недоумение, поскольку рассматриваются свободные электроны, и чтобы говорить об электрическом дипольном моменте, нужно в обязательном порядке иметь в этой среде для каждого электрона заряд противоположного знака, отнесённый от него на расстояние $\vec{r}$. Такой подход верен для диэлектриков, где заряды связаны. В данном же случае рассматриваются свободные электроны, где отсутствуют заряды противоположных знаков. Далее следует стандартная процедура, когда введённый таким незаконным способом вектор поляризации вводится в электрическую индукцию

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \varepsilon_0 \vec{E} - \frac{ne^2 \vec{E}}{m\omega^2} = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{1}{\varepsilon_0 L_k \omega^2} \right) \vec{E},$$

а поскольку плазменная частота определяется соотношением

$$\omega_p^2 = \frac{1}{\varepsilon_0 L_k},$$

сразу записывается вектор индукции

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) \vec{E}.$$

При таком подходе получается, что коэффициент пропорциональности между электрическим полем и электрической индукцией

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right),$$

называемый Ландау диэлектрической проницаемостью, зависит от частоты.

Именно такой подход и привёл к тому, что все начали считать, что величина, стоящая в этом соотношении перед вектором электрического поля, есть зависящая от частоты диэлектрическая проницаемость, и электрическая индукция, в свою очередь, тоже зависит от частоты. И об этом говорится во всех, без исключения, фундаментальных работах по электродинамике материальных сред.

Теперь покажем, как нужно правильно рассматривать этот вопрос.

Используя выражение для плотности тока

$$\vec{j} = ne\vec{v}, \quad (2)$$

из (1) получаем ток проводимости

$$\vec{j}_L = \frac{ne^2}{m} \int \vec{E} dt . \quad (3)$$

В соотношении (2) и (3) величина n представляет плотность электронов. Введя обозначение

$$L_k = \frac{m}{ne^2} , \quad (4)$$

находим

$$\vec{j}_L = \frac{1}{L_k} \int \vec{E} dt . \quad (5)$$

В данном случае величина L_k представляет удельную кинетическую индуктивность носителей заряда. Ее существование связано с тем, что заряд, имея массу, обладает инерционными свойствами. Для случая гармонических полей $\vec{E} = \vec{E}_0 \sin \omega t$ соотношение (5) запишется:

$$\vec{j}_L = -\frac{1}{\omega L_k} \vec{E}_0 \cos \omega t . \quad (6)$$

Из соотношения (5) и (6) видно, что $\vec{j}_L$ представляет индуктивный ток, т.к. его фаза запаздывает по отношению к напряжённости электрического поля на угол $\frac{\pi}{2}$.

Если рассматриваемые электроны находятся в вакууме, то при нахождении суммарного тока нужно учитывать и ток смещения

$$\vec{j}_\varepsilon = \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \varepsilon_0 \vec{E}_0 \cos \omega t .$$

Видно, что этот ток носит ёмкостной характер, т.к. его фаза на $\frac{\pi}{2}$ опережает фазу напряжённости электрического поля, но это соотношение содержит такой же косинус, как и соотношение (6). Таким образом, суммарная плотность тока составит:

$$\vec{j}_{\Sigma} = \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{1}{L_k} \int \vec{E} dt,$$

или

$$\vec{j}_{\Sigma} = \left(\omega \varepsilon_0 - \frac{1}{\omega L_k} \right) \vec{E}_0 \cos \omega t. \quad (7)$$

В соотношении (7) величина, стоящая в скобках, представляет суммарную реактивную проводимость данной среды σ_{Σ} и состоит, в свою очередь, из емкостной σ_C и индуктивной σ_L проводимости

$$\sigma_{\Sigma} = \sigma_C + \sigma_L = \omega \varepsilon_0 - \frac{1}{\omega L_k}.$$

Соотношение (7) можно переписать и по-другому:

$$\vec{j}_{\Sigma} = \omega \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \right) \vec{E}_0 \cos \omega t,$$

где $\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{L_k \varepsilon_0}}$ - плазменная частота плазменных колебаний.

И здесь возникает большой соблазн назвать величину

$$\varepsilon^*(\omega) = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \right) = \varepsilon_0 - \frac{1}{\omega^2 L_k}, \quad (8)$$

зависящей от частоты диэлектрической проницаемостью плазмы, что и делает Ландау.

Давайте теперь применить метод Ландау для нахождения вектора поляризации в кольцевом сверхпроводнике, выполненного из короткозамкнутой сверхпроводящей проволоки. Допустим, что на это сверхпроводящее кольцо нормально к его плоскости накладывается магнитное поле, которое возрастает по линейному закону, а затем в определённый момент рост поля прекращается и в дальнейшем оно поддерживается постоянным. Тогда в силу законов индукции за время подъёма магнитного

поля на кольцевой проводник действовала ЭДС, которая равна циркуляции электрического поля

$$EDF = \oint \vec{E} d\vec{l} = -\frac{dQ_B}{dt} = -\mu S \frac{dH}{dt}$$

где S - площадь кольцевого сверхпроводника.

Тогда ток в кольце определится соотношением

$$I = \frac{1}{L} \int_0^t (EDF) dt$$

где L - индуктивность кольца, а t - время подъёма магнитного поля

Средняя плотность тока в скин-слое сверхпроводника при этом составит

$$j_s = nev = \frac{I}{2\pi r \lambda}$$

где j_s - плотность тока в сверхпроводнике, e - заряд электрона, v - скорость электронов, r - радиус проволоки λ - глубина проникновения поля в сверхпроводник.

Таким образом, электроны будут иметь скорость

$$v = \frac{I}{2\pi r \lambda ne}$$

Следовательно, местоположение каждого электрона в составе проволоки будет всё время меняться, а путь (смещение) им пройденный внутри кольца определится как

$$d = \int \frac{Idt}{2\pi r \lambda ne}$$

И если следовать Ландау и вводить вектор поляризации исходя из смещения электрона, то это вектор всё время будет возрастать.

Это показывает, что вводить вектор поляризации, как это делает Ландау нельзя. Это связано с тем, что от местоположения электрона внутри кольца его

энергия не зависит, а у диполя, который является результатом поляризации, она должна быть в обязательном порядке.

С целью дальнейшей конкретизации рассмотрения вопросов дисперсии введём определение понятия диэлектрической проницаемости среды для случая переменных полей.

Если рассмотреть любую среду, в том числе и плазму, то плотность токов (в дальнейшем будем сокращённо говорить просто ток) будет определяться тремя составляющими, зависящими от электрического поля. Ток резистивных потерь будет синфазен электрическому полю. Ёмкостной ток, определяемый первой производной электрического поля по времени, будет опережать напряженность электрического поля по фазе на $\frac{\pi}{2}$. Этот ток называется током смещения. Ток проводимости, определяемый интегралом от электрического поля по времени, будет опережать электрическое поле по фазе на $\frac{\pi}{2}$. Все три указанные составляющие тока и будут входить во второе уравнение Максвелла и других составляющих токов быть не может. Причём все эти три составляющие токов в обязательном порядке будут присутствовать в любых немагнитных средах. Поэтому вполне естественно, диэлектрическую проницаемость любой среды определить как коэффициент, стоящий перед тем членом, который определяется производной электрического поля по времени во втором уравнении Максвелла. При этом следует учесть, что диэлектрическая проницаемость не может быть отрицательной величиной. Это связано с тем, что через этот параметр определяется энергия электрических полей, которая может быть только положительной.

Не введя такого чёткого определения диэлектрической проницаемости, Ландау и начинает рассмотрение поведения плазмы в переменных электрических полях. При этом он не выписывает отдельно ток смещения и ток проводимости, один из которых определяется производной, а другой интегралом, и записывает их через единый коэффициент, вводя диэлектрическую проницаемость плазмы. Делает он это по той причине, что в случае гармонических колебаний вид функции, определяющей и производную и интеграл, одинаков, а отличаются функции лишь знаком. Производя такую операцию, Ландау не понимает, что в случае гармонических электрических полей в плазме существуют два различных тока, один из которых является током смещения, и определяется

диэлектрической проницаемостью вакуума и производной от электрического поля. Другой ток является током проводимости и определяется удельной кинетической индуктивностью и интегралом от электрического поля. Причём эти два тока противофазны. А поскольку оба тока зависят от частоты, причём один из них зависит от частоты линейно, а другой обратно пропорционально частоте, то между ними имеет место конкуренция. При низких частотах преобладает ток проводимости, при высоких, наоборот, преобладает ток смещения. В случае же равенства этих токов, что имеет место на плазменной частоте, имеет место резонанс токов.

И эта безграмотная с физической точки зрения ошибка послужила открытию целого метафизического направления в физике, которое изучает несуществующую дисперсию.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М: Наука, 1982.- 620 с.
2. Менде Ф. Ф. Существуют ли ошибки в современной физике. Харьков, Константа, 2003.- 72 с.
3. Менде Ф. Ф. Непротиворечивая электродинамика. Харьков, НТМТ, 2008, – 153 с. ISBN 978-966-8603-23-5
4. Mende F. F. On refinement of certain laws of classical electrodynamics, arXiv, physics/0402084.
5. Менде Ф. Ф., Спицын А. И. Поверхностный импеданс сверхпроводников. Киев, Наукова думка, 1985.- 240 с.
6. Mende F. F. Transversal plasma resonance in a nonmagnetized plasma and possibilities of practical employment of it. arXiv, physics/0506081.