

Я.И. Френкель

**Электродинамика. Том II.
Макроскопическая
электродинамика
материальных тел**

**Москва
«Книга по Требованию»**

УДК 53
ББК 22.3
Я11

Я11 **Я.И. Френкель**
Электродинамика. Том II. Макроскопическая электродинамика материальных тел / Я.И. Френкель – М.: Книга по Требованию, 2014. – 556 с.

ISBN 978-5-458-26630-7

рассмотрены основные уравнения макроскопического электромагнитного поля в неограниченной и ограниченной среде и квазимикроскопическая теория электромагнитных свойств материальных тел. Подробно исследуются электростатическая и магнитостатическая поляризация, теория электрической проводимости, общие принципы электро- и гальваностатики и многие другие вопросы.

ISBN 978-5-458-26630-7

© Издание на русском языке, оформление
«YOYO Media», 2014

© Издание на русском языке, оцифровка,
«Книга по Требованию», 2014

Эта книга является репринтом оригинала, который мы создали специально для Вас, используя запатентованные технологии производства репринтных книг и печати по требованию.

Сначала мы отсканировали каждую страницу оригинала этой редкой книги на профессиональном оборудовании. Затем с помощью специально разработанных программ мы произвели очистку изображения от пятен, клякс, перегибов и попытались отбелить и выровнять каждую страницу книги. К сожалению, некоторые страницы нельзя вернуть в изначальное состояние, и если их было трудно читать в оригинале, то даже при цифровой реставрации их невозможно улучшить.

Разумеется, автоматизированная программная обработка репринтных книг – не самое лучшее решение для восстановления текста в его первоизданном виде, однако, наша цель – вернуть читателю точную копию книги, которой может быть несколько веков.

Поэтому мы предупреждаем о возможных погрешностях восстановленного репринтного издания. В издании могут отсутствовать одна или несколько страниц текста, могут встретиться невыводимые пятна и кляксы, надписи на полях или подчеркивания в тексте, нечитаемые фрагменты текста или загибы страниц. Покупать или не покупать подобные издания – решать Вам, мы же делаем все возможное, чтобы редкие и ценные книги, еще недавно утраченные и несправедливо забытые, вновь стали доступными для всех читателей.



Серия Книжный Ренессанс

www.samizday.ru/reprint

при соединении большого числа молекул, взаимно компенсируются.

2. Определение средних значений величин, характеризующих поле. Обратимся теперь специально к случаю, когда F является электромагнитной величиной, характеризующей поле (напряженность электрического или магнитного поля, потенциал и т. д.). Согласно общей теории, развитой в первом томе, величина может быть определена — по крайней мере принципиально — в том случае, если для каждого момента времени известно положение всех элементарных зарядов (электронов), образующих рассматриваемое тело. Это определение может быть произведено двумя различными способами, а именно: либо непосредственно, при помощи интегральных выражений для электромагнитного поля (или потенциала) каждого отдельного электрона, либо косвенно, при помощи дифференциальных уравнений, связывающих пространственные и временные производные от величины F с объемной плотностью электричества s (т. е. заряда, тока, поляризации и т. д.). Для „микроскопической“ теории оба метода как физические, так и математически представляются эквивалентными. Иначе обстоит дело в макроскопической теории, где мы пользуемся не действительными значениями F , а только микроскопическими средними значениями \bar{F} . Косвенный метод оказывается здесь в математическом отношении значительно проще непосредственного, так как усреднение может быть выполнено еще до интегрирования уравнений поля. Действительно, если написать эти дифференциальные уравнения в форме

$$D(F) = s, \quad (2)$$

то, в виду линейности дифференциального выражения $D(F)$ по отношению к F , имеет место соотношение

$$\overline{D(F)} = D(\bar{F}), \quad (2a)$$

и следовательно

$$D(\bar{F}) = \bar{s}. \quad (2b)$$

В виду фундаментального значения формулы (2a) для дальнейшего построения макроскопической теории, мы рассмотрим ее подробнее и дадим для нее более строгое доказательство.

Обозначим пространственные координаты рассматриваемой точки P и время через x_1, x_2, x_3, x_4 . Соответствующие величины для соседней точки P' пусть будут x'_1, x'_2, x'_3, x'_4 . Микроскопическое среднее значение F в P мы определим формулой

$$\bar{F}(x_1, x_2, x_3, x_4) = \frac{\int_1 \int_2 \int_3 \int_4 F(x'_1, x'_2, x'_3, x'_4) dx'_1 dx'_2 dx'_3 dx'_4}{\int_1 \int_2 \int_3 \int_4 dx'_1 dx'_2 dx'_3 dx'_4}, \quad (3)$$

6 ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ МАКРОСКОП. ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

где интегрирование должно быть распространено на микроскопическую пространственно-временную область, которая заключает в себе точку P . Мы можем представить себе точку P как центр этой области. Полагая

$$x'_\alpha - x_\alpha = \xi_\alpha$$

и

$$dx'_1 dx'_2 dx'_3 dx'_4 = d\xi_1 d\xi_2 d\xi_3 d\xi_4 = d\Omega,$$

будем иметь

$$\overline{F}(x_1, x_2, x_3, x_4) = \frac{1}{\Omega} \int F(x_1 + \xi_1, x_2 + \xi_2, x_3 + \xi_3, x_4 + \xi_4) d\Omega. \quad (3a)$$

В стоящем справа интеграле координаты рассматриваемых точек входят как параметры. Если продифференцируем (3a) по одному из этих параметров и примем во внимание, что

$$\frac{\partial}{\partial x_\alpha} F(x_1 + \xi_1, \dots) = \frac{\partial}{\partial \xi_\alpha} F(x_1 + \xi_1, \dots) = \frac{\partial}{\partial x'_\alpha} F(x'_1, \dots),$$

то получим

$$\frac{\partial}{\partial x_\alpha} \overline{F}(x_1, \dots) = \frac{1}{\Omega} \int \frac{\partial}{\partial x'_\alpha} F(x'_1, \dots) d\Omega,$$

т. е.

$$\frac{\partial}{\partial x_\alpha} \overline{F}(x_1, \dots) = \overline{\frac{\partial}{\partial x'_\alpha} F(x_1, \dots)}. \quad (3b)$$

Эта формула легко обобщается на случай любого дифференциального оператора D .

Однако на ряду с преимуществом математической простоты косвенный метод по сравнению с прямым имеет тот недостаток, что он физически ненагляден и формален. Чтобы выяснить физический смысл полученных при его помощи результатов и глубже проникнуть в механизм электромагнитных явлений в материальных телах, необходимо эти результаты — по крайней мере в простейших случаях — получить также прямым методом и интерпретировать их соответствующим образом.

§ 2. Зависимость усредненных субстанциальных величин от усредненных величин, характеризующих поле

Для определения \overline{F} косвенным методом не требуется точно знать действительное распределение электричества; согласно (2b) нам должно быть известно лишь микроскопическое среднее значение соответствующей функции плотности \overline{s} . Однако это среднее значение \overline{s} в общем случае наперед не задается, а, наоборот,

само должно рассматриваться как определенная функция усредненного поля \bar{F} . Вид этой функции

$$\bar{s} = \bar{s}(\bar{F}) \quad (4)$$

зависит от электромагнитных свойств соответствующего тела, затем от характера рассматриваемого процесса, например в простейшем случае чисто синусоидальных колебательных явлений—от частоты колебания (или от длины волны) и, наконец, в известной мере и от способа усреднения, т. е. от величины выбранной микроскопической пространственно-временной области. В дальнейшем однако последнее обстоятельство мы оставим без внимания, что представляется допустимым в довольно широких границах.

Заметим, что эти границы фактически будут определяться характером тех предположений, которые делаются относительно функции $\bar{s}(\bar{F})$ (см. ниже).

1. Общие предположения и введение материальных постоянных. Точное определение функции (4) представляет задачу, лежащую вне рамок макроскопической теории и заставляющую глубже проникнуть в механику отдельной молекулы и электрона. Общие же принципы подобной „микроскопической“ механики, установленные нами в первой части на основе теории относительности, оказываются при этом неточными и несовершенными. Их исправлением мы займемся в третьей части, где наряду с новой квантовой механикой должно быть также изложено измененное квантовое представление электродинамики.

Таким образом, если отказаться от точного решения микромеханической задачи, которое необходимо для нахождения функции (4), то для определения—по крайней мере приближенным образом—вида этой функции в нашем распоряжении остаются два метода.

В первом, чисто феноменологическом методе, делается вполне определенное, по возможности наиболее простое предположение относительно функции $\bar{s}(\bar{F})$, а именно: принимается, что величина \bar{s} или ее составляющие выражаются линейно через составляющие \bar{F} или через ее производные по пространственным координатам и по времени. Коэффициенты этого линейного соотношения рассматриваются при этом как определенные материальные постоянные, характеризующие электромагнитные свойства данного тела и подлежащие определению эмпирическим путем (при этом они, разумеется, могут зависеть также и от типа рассматриваемого процесса, например от частоты колебаний). Этот способ рассмотрения является обычным в теории упругости и гидродинамике, причем вышеупомянутый линейный закон для функции $\bar{s}(\bar{F})$ представляет собою полную аналогию закону Гука или закону трения.

8 Основные уравнения макроскоп. электромагнитного поля

Во втором, в известной мере микроскопическом, методе делается допущение, аналогичное закону Гука для отдельных молекул (или атомов) тела, а именно: принимается, что образующие эти молекулы электроны связаны друг с другом квазиупругим образом, т. е. при смещении из их (относительного) положения равновесия испытывают влекущую назад силу, пропорциональную этому смещению. Несмотря на то, что подобное допущение является заведомо неправильным, оно все же приводит к результатам, находящимся в полном согласии с опытными фактами и с выводами точной квантово-механической теории.

Следует напомнить, что электромагнитные свойства молекулы могут быть охарактеризованы заданием электрических и магнитных моментов различного порядка. Влияние внешних сил, вызванных например другими молекулами, может быть охарактеризовано добавочными электромагнитными моментами, „индуцированными“ этими силами в данной молекуле. Этот вопрос в частном случае неизменных во времени внешних сил мы изучили уже в томе I (гл. IV, § 8). Рассмотренные там „реальные системы“ полностью соответствуют определенной выше „квазиупругой“ модели молекулы. Обычно приходится учитывать лишь электрические и магнитные моменты первого порядка („дипольные моменты“). Если эти моменты известны, то легко вычислить их среднее значение, т. е. найти электрическую и магнитную поляризацию рассматриваемого тела, как линейную функцию соответствующих усредненных величин поля. Функция, определенная таким образом, конечно тождественна с линейной функцией $\bar{s}(\bar{F})$ феноменологической теории, причем входящие в последнюю макроскопические материальные постоянные могут быть выражены через соответствующие молекулярные постоянные (составляющие тензора поляризации).

2. Колебательные явления по квазиупругой теории. Итак, мы видим, что в случае полей, неизменных во времени, феноменологическая и квазиупругая теория совершенно эквивалентны друг другу. Однако преимущество последней заключается в том, что ее с полным успехом можно применить также и к общему случаю полей, меняющихся во времени. В этом случае речь идет об интегрировании уравнений движения электронов, связанных квазиупругим образом и подверженных комбинированному действию внешних сил с одной стороны и внутренних сил, пропорциональных смещению, — с другой. Эти вопросы будут подробно рассмотрены в третьей главе. Здесь же для выяснения сути дела мы ограничимся простейшим примером „линейного осциллятора“, т. е. электрона, имеющего возможность перемещаться лишь по прямой линии x .

Пусть положение равновесия будет $x=0$. В этой точке представим себе второй неподвижный электрон с противоположным зарядом $-e$. Электрический момент диполя, образованного обоими электронами, будет равен следовательно $p=ex$. Внутреннюю

квазиупругую силу мы обозначим через $-kx$, где k — постоянный множитель, характеризующий „жесткость“ связи.

При наличии внешнего электрического поля с постоянной во времени напряженностью E (в направлении оси x) положение равновесия подвижного электрона переместится в точку $x = \frac{eE}{k}$. Если мы сравним соответствующий индуциро-

ванный дипольный момент $p = ex = \frac{e^2}{k} E$ с выражением $p = aE$ на стр. 129 тома I, то получим следующее выражение для статического коэффициента поляризации a :

$$a = \frac{e^2}{k}. \quad (5)$$

Предположим теперь, что E меняется с течением времени. Тогда уравнение движения электрона, обладающего массой m , будет иметь вид:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = -kx + eE. \quad (6)$$

При отсутствии внешней силы ($E = 0$) интегрирование этого уравнения, как известно, дает

$$x = a \cos \omega_0 t + b \sin \omega_0 t, \quad (7)$$

где

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}. \quad (7a)$$

Таким образом мы получаем незатухающие свободные колебания с „естественной“ или „собственной“ частотой $\nu_0 = \frac{\omega_0}{2\pi}$.

При наличии поля

$$E = E_0 \cos(\omega t - \varphi),$$

гармонически колеблющегося с частотой $\nu = \frac{\omega}{2\pi}$, уравнение (6) можно решить, положив

$$x = x_0 \cos(\omega t - \varphi).$$

При этом с помощью соотношения $\frac{d^2x}{dt^2} = -\omega^2 x$ получаем;

$$(k - m\omega^2) x = eE,$$

г. е. согласно (7a)

$$x = \frac{e}{m} \frac{E}{\omega_0^2 - \omega^2} = \frac{e}{k} \frac{E}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}} \quad (8)$$

10 ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ МАКРОСКОП. ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

и следовательно

$$p = \alpha_{\omega} E, \quad (8a)$$

где

$$\alpha_{\omega} = \frac{\alpha}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}} = \frac{\alpha}{1 - \frac{v^2}{v_0^2}}. \quad (8b)$$

Таким образом в случае вынужденных колебаний, подобно тому, как и в статическом случае, наш осциллятор можно характеризовать определенными динамическим или „гармоническим“ коэффициентом поляризации α_{ω} .

В общем случае негармонически колеблющегося поля зависимость дипольного момента от напряженности поля хотя и остается линейной, однако не может быть выражена формулой типа (8a), соответствующей простейшей „статической“ форме „закона Гука“. При этом мы получаем для p ряд Фурье или интеграл Фурье вида

$$p = \sum \alpha_{\omega} E_{\omega} \text{ или } p = \int_0^{\infty} \alpha_{\omega} dE_{\omega} \quad (9)$$

в зависимости от того, является ли E периодической или аperiodической функцией времени, причем E_{ω} или dE_{ω} обозначают ее гармонические составляющие ($E = \sum E_{\omega}$ или $E = \int dE_{\omega}$). Если мы хотим учесть и свободные колебания электрона, то необходимо к приведенным выражениям для p прибавить еще члены, соответствующие формуле (7).

Из этих соображений явствует, что макроскопическая теория электромагнитных явлений в материальных телах должна иметь особенно простую форму для чисто гармонических колебательных явлений (при этом статический случай получается в пределе при частоте ω , равной нулю). Общее же решение для произвольных электромагнитных явлений можно при этом представить как наложение подобных гармонических решений.

Материальные постоянные, встречающиеся в линейных функциях $\bar{s}(\bar{F})$, имеют определенные значения только для этих гармонических решений; а именно, они, вообще говоря, равны значениям этих констант для статического случая, умноженным на множитель

$$\frac{1}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}}.$$

Результаты, полученные для незатухающих гармонических колебаний, можно распространить формальным образом, не разлагая в интеграл Фурье, на случай затухающих гар-

монических колебаний. Колебания этого типа (для напряженности электрического поля E) можно представить вещественной частью выражения $E_0 e^{i\omega t}$ с комплексной частотой и в общем случае с комплексной амплитудой, а именно: полагая, $\omega = \omega' + i\omega''$ и $E_0 = |E_0| e^{-i\varphi} = E' - iE''$, где ω' , ω'' , E' и E'' суть вещественные величины, будем иметь:

$$R(E_0 e^{i\omega t}) = |E_0| e^{-\omega'' t} \cos(\omega' t - \varphi) = e^{-\omega'' t} (E' \cos \omega' t + E'' \sin \omega' t).$$

Мы получаем, следовательно, затухающие колебания с частотой ω' , с постоянной затухания $\omega'' (> 0)$ и с исходной амплитудой $|E_0|$. В виду линейности уравнения движения (6) вынужденные колебания осциллятора можно определить вещественную часть решения (8), если представить E в виде комплексного выражения $E = E_0 e^{i\omega t}$. Само собой разумеется, что для гармонического коэффициента поляризации α_ω мы должны получить при этом комплексное значение.

Мы можем далее представить себе, что естественные колебания осциллятора тоже затухают (позже мы увидим, что в действительности такое затухание всегда имеет место). Это естественное затухание формально учитывается введением комплексной собственной частоты колебаний $\omega_0 = \omega'_0 + i\omega''_0$. Динамически его можно истолковать добавлением к правой стороне уравнения движения (6) некоторой „силы трения“, например пропорциональной первой или третьей производной от x по времени. При этом коэффициент поляризации α_ω должен иметь комплексное значение также и для незатухающих вынужденных колебаний; это значение вместе с амплитудой колебаний определяет смещение их фазы относительно E .

3. Вращательное движение дипольных молекул и поступательное движение ионов. Кратко изложенная выше квазиупругая теория рассматривает только относительное движение связанных электронов, образующих молекулу, по отношению к центру этой молекулы или вернее по отношению к неподвижно связанной с ней координатной системой. Поэтому непосредственно она применима лишь к случаю идеального твердого тела, в котором молекулы как целое не могут испытывать никаких вращений и смещений. В случае жидких и газообразных тел (а отчасти также и в случае действительных твердых тел) необходимо также принять во внимание это вращательное и поступательное движение молекул. Первое из них имеет особенно существенное значение, если рассматриваемые молекулы (или атомы) обладают постоянным („естественным“) электрическим или магнитным моментом: благодаря этим моментам они должны в большей или меньшей степени ориентироваться во внешнем поле в соответствующем направлении и таким образом, независимо от относительного смещения связанных электронов, в известной мере оказывать влияние на полную электрическую или магнитную поляризацию рассматриваемого тела.

12 Основные уравнения макроскоп. электромагнитного поля

Что касается поступательного движения, то оно играет очень важную роль в том случае, когда молекулы заряжены, т. е. обладают избытком или недостатком отрицательных электронов. Подобные заряженные молекулы или атомы обычно называют ионами. Частный случай ионов представляют собой свободно движущиеся или „свободные“ электроны, которые всегда имеются в твердых или жидких металлах и которые обуславливают характерную для них электрическую проводимость. В других—неметаллических—телах такие электроны встречаются только в виде исключения. Электрическая проводимость этих тел, поскольку они не представляют собою совершенных изоляторов, сводится следовательно к тому обстоятельству, что они по крайней мере частично состоят не из нейтральных молекул (или атомов), а из ионов, обладающих некоторой подвижностью.

Под действием внешнего электрического поля „свободные“ электроны и ионы должны приобретать дополнительную скорость в направлении действующих на них сил. Это добавочное движение обнаруживается в виде электрического тока проводимости, вызванного рассматриваемым полем. Согласно закону Ома, сила этого тока всегда пропорциональна напряженности соответствующего электрического поля. Чтобы объяснить эту феноменологическую связь обеих величин, соответствующую обычной форме закона трения при движении твердого тела в газах и жидкостях, нужно построить микроскопическую теорию трения, согласно которой свободные электроны и ионы при движении в рассматриваемом теле испытывают силу трения, пропорциональную их средней скорости и уравновешиваемую внешней силой. Коэффициенту поляризации связанного электрона здесь соответствует подвижность „свободного“ электрона (или иона), определяемая обычно как отношение средней скорости \bar{v} к средней напряженности внешнего поля \bar{E} . Если обозначить коэффициент трения через ϑ , который мы определим как отношение внешней силы к средней скорости, то мы получим

$$\vartheta \bar{v} = e \bar{E} \quad (10)$$

и следовательно для подвижности

$$\beta = \frac{e}{\vartheta}. \quad (10a)$$

Заметим, что формула (10) или, что то же самое,

$$\bar{v} = \beta \bar{E}, \quad (10b)$$

строго говоря, имеет место, так же как и формула (8a), только для статических или гармонически колеблющихся полей. При этом β следует рассматривать как определенную функцию частоты колебания ω .

§ 3. Дифференциальные уравнения макроскопического поля

1. Разделение частей, соответствующих свободным и связанным электронам. Индукционные величины. После этих предварительных замечаний мы можем обратиться к фактическому установлению дифференциальных уравнений усредненного или макроскопического электромагнитного поля в материальных телах. Мы должны следовательно вместо символического уравнения (2b) ввести уравнения Максвелла-Лоренца. Для упрощения мы отбросим здесь черту, обозначающую среднее значение, и под $F(E, H)$ и $s(j, \rho)$ будем понимать усредненные значения соответствующих величин.

Основные уравнения макроскопического поля оказываются при этом тождественными с уравнениями I и II на стр. 143 тома I. Следовательно имеем в обычных обозначениях:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{div} H &= 0, \\ \operatorname{rot} E + \frac{1}{c} \frac{\partial H}{\partial t} &= 0; \end{aligned} \right\} \quad (\text{I})$$

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{div} E &= 4\pi\rho, \\ \operatorname{rot} H - \frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t} &= 4\pi j. \end{aligned} \right\} \quad (\text{II})$$

Средняя плотность тока состоит вообще из двух различных частей; одна из них обусловлена поступательным движением свободных электронов или ионов относительно рассматриваемого тела как целого; другая же — движением связанных электронов, образующих ионы и нейтральные молекулы, относительно центра тяжести этих частиц.

Первая часть, которую мы будем обозначать через j_1 , образует ток проводимости, и по закону Ома может быть выражена через напряженность электрического поля. Вторая часть j_2 зависит от напряженности электрического и магнитного поля совершенно иным образом, который аналогичен закону Гауса, а поэтому должна быть рассмотрена отдельно.

Соответственно этому мы разобьем также (среднюю) плотность электрических зарядов ρ на две части. Первая часть ρ_1 должна зависеть только от концентрации свободных электронов и ионов или, точнее, ионных центров, тогда как вторая определяется положением связанных электронов относительно центров ионов и нейтральных молекул. Короче говоря, вторая часть зависит от распределения электронов в этих частицах.

Представим себе, что рассматриваемое тело состоит из частиц различного рода с результирующими зарядами e^{α} и концентрациями N^{α} (N^{α} обозначает число центров частиц α -го рода

14 ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ МАКРОСКОП. ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

в единице объема). Эти частицы могут быть как электронами и ионами, так и нейтральными молекулами (в последнем случае $e^a = 0$). Тогда согласно вышеприведенным определениям имеем

$$\rho_r = \sum_a N^a e^a, \quad j_r = \sum_a N^a e^a \frac{v^a}{c}, \quad (11)$$

где v^a — средняя скорость соответствующих частиц. Для вычисления ρ_g и j_g мы введем обусловленную ионами и нейтральными молекулами электрическую и магнитную поляризацию тела P и M . При этом, согласно (18а) и (21) стр. 145, I тома

$$\rho_g = -\operatorname{div} P, \quad j_g = \frac{1}{c} \frac{\partial P}{\partial t} + \operatorname{rot} M. \quad (12)$$

Напомним, что векторы P и M обозначают электрический и магнитный моменты единицы объема. Если представить себе молекулы (и ионы) как элементарные диполи, т. е. локализовать электрические и магнитные моменты p^a , m^a в соответствующих центрах, то очевидно будем иметь

$$P = \sum_a N^a p^a, \quad M = \sum_a N^a m^a. \quad (12a)$$

Чтобы иметь возможность трактовать концентрацию N^a как определенную „сглаженную“ функцию положения, каждую точку пространства рассматривают как центр сферического объема ν , содержащего в себе большое число соответствующих молекул n^a , а N^a определяют как отношение $\frac{n^a}{\nu}$. Чем больше при этом выбирается ν , тем ровнее ведет себя функция $N^a(r)$. Не следует однако выбирать ν слишком большим, ибо тогда эта функция и связанные с нею средние значения ρ , j , P , M утрачивают всякий физический смысл.

При совершенно упорядоченном распределении молекул в пространстве (как это имеет место например в кристаллических телах), а также при совершенно беспорядочном, но в среднем равномерном распределении ($N^a = \text{const}$), вместо грубо определяемой концентрации N^a (в вышеприведенном смысле) вообще полезнее ввести обратную ей величину $V^a = \frac{1}{N^a}$ и определить эту величину как средний объем, занимаемый одной частицей данного рода при отсутствии частиц всех других сортов.

Таким образом можно себе представить, что величины ρ , j (или P , M) получаются в результате равномерного распределения зарядов e^a или моментов p^a и т. д. внутри соответствующих