

10. Голов, А.Н., Харитонов, А.П. Эволюция газоподобной системы многих дисперсных частиц в потенциальном поле/А. Н. Голов, А. П. Харитонов//Вестник МГОУ. Серия «Физика-математика», - 2008, - №3–4, - с. 12 – 21.
11. Голов А.Н., Харитонов А.П. Эволюция плоского газоподобного облака в потенциальном поле. ВИНТИ. № 621 – В2008, 21 с., 2008.
12. Гуров, К.П. Основания кинетической теории/ К. П. Гуров. - М.: «Наука», 1966. - 351 с.
13. Куни, Ф.М. Статистическая физика и термодинамика/Ф. М. Куни. - М.:«Наука», 1981- 351с.
14. Де Грот, С. Р. и Мазур, П. Неравновесная термодинамика/ С. Р. Де Грот, П. Мазур. - М.: «Мир», 1964. - 510 с.
15. Балеску Р. Равновесная и неравновесная статистическая механика./ т.т. 1, 2. «Мир», М. 1978.

**THE KINETIC THEORY OF THE VORTEX MOTIONS
OF THE GAS-LIKED CLOUDS
WITH A INITIAL VELOCITY ORTHOGONAL A FIELD**

A. Golov, M. Zudina, A. Perov, A. Shutov

*Moscow Region State University
10a, Radio st., Moscow, 105005, Russia*

Abstract. The formula of the density of the matter flow in the non-stationary gas-liked system of many particles with regard for the non-potential term is considered. The analytical formulae of the components of the curl of the density of the matter flow are obtained. The analysis and graphical presentation of the obtained formulae are performed.

Keywords: kinetics, vortex motion, gas-liked medium.

УДК 533

**КИНЕТИКА ИЗМЕНЕНИЯ ПОКАЗАТЕЛЕЙ ПРЕЛОМЛЕНИЯ
ФОТОАНИЗОТРОПНЫХ ПЛЕНОК
ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ПЕРЕМЕННОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ**

А.Н. Голов, Л.В. Смотров, М.М. Кузнецов

*Московский Государственный Областной университет
105005, Москва, ул. Радио, 10а*

Аннотация. Рассмотрена статистическая модель нестационарной поляризации диэлектрика, развивающая представления теории Ланжевена – Дебая и работ Майера – Мейера на нестационарные состояния. На её основе получены формулы для поляризации вещества, выражения диэлектрической проницаемости и показателя преломления. С использованием релаксационного приближения найдены кинетические кривые, описывающие изменение показателя преломления со временем при длительном воздействии на образец периодического электрического поля. Рассмотрен

вариант модели с ограничением вращательной подвижности дипольных кинетических единиц среды и найдена модификация указанных формул для этого случая.

Ключевые слова: поляризация диэлектрика, показатель преломления, ограничение вращательной подвижности.

Данная работа является теоретическим исследованием поляризации конденсированных сред в переменном электрическом поле, которым может быть, например, поле проходящей электромагнитной волны (далее примем это поле периодическим вида $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cdot \sin(\omega t)$). Мы рассмотрим модель вещества, состоящего из кинетических единиц с постоянными дипольными моментами \mathbf{p} (диэлектрик первого рода). Указанными кинетическими единицами могут быть молекулы жидких кристаллов или сегменты макромолекул полимера, каковые вещества широко применяются при изготовлении дисплеев. Близким вариантом является модель среды, в которой дипольные кинетические единицы располагаются в массе неполярных частиц. В этом случае теория относится только к «дипольной фракции» среды.

В отличие от сред газоподобных (или жидких, но с малой вязкостью и плотностью) в достаточно плотных конденсированных средах следует ожидать существенного влияния соседей на подвижность данной кинетической единицы. Здесь мы исследуем вращательную подвижность диполей, которая будет ограничена отталкивательными силами со стороны соседей. Такой отталкивательный потенциал, как известно, является короткодействующим и весьма крутым. Поэтому, как первое приближение, можно предположить диполи свободно вращающимися в некотором конусе с непроницаемыми стенками (центр конуса совмещён с центром масс диполя). При этом угол их отклонения от оси конуса α не превышает некоторого максимального значения $A \leq \pi/2$, при свободном вращении по азимуту. Далее выбираем систему координат так, что вектор напряжённости поля направлен вдоль оси конуса (по OZ).

В рамках статистической теории поляризации, исходя из представлений Ланжевена – Дебая и Майера – Мейера [1], примем за исходное распределение типа распределения Больцмана, включив периодическую зависимость поля от времени. Модель, в которой векторы дипольных моментов направлены в один полуконус, приводит к наличию остаточной поляризации среды и здесь не рассматривается. Мы предполагаем, что при приготовлении образца в исходном веществе направления дипольных моментов «вверх» и «вниз» были равновероятны, и конденсация среды не нарушила это положение, а привела лишь к указанному ограничению вращательной подвижности диполей. В этом случае функция распределения отлична от нуля только внутри указанного конуса. Соответственно этому определяется её нормировка и правило вычисления средних значений. При выбранной системе координат, очевидно, отлична от нуля только z-проекция поляризации:

$$\mathbf{P} = \mathbf{e}_z \cdot v \cdot \langle p_z \rangle, \quad (1)$$

где \mathbf{e}_z – единичный орт, v – концентрация дипольных частиц, $\langle \rangle$ – символ усреднения, p_z – проекция дипольного момента, причём:

$$p_z = p \cdot \cos(\alpha),$$

где p – модуль дипольного момента (константа). Выполняя для этого случая стандартные выкладки, использованные в [2], получим следующее выражение поляризации образца (по модулю):

$$P = \nu p \left(\frac{-e^{(g(\cos(A)+2))} + \cos(A)e^{(g(2\cos(A)+1))} + e^g \cos(A) - e^{(g \cos(A))}}{e^{(g(\cos(A)+2))} - e^{(g(2\cos(A)+1))} + e^g - e^{(g \cos(A))}} + \frac{1}{g} \right). \quad (2)$$

Здесь: ν – концентрация диполей и характерный параметр $g = pE/\theta$, где $\theta = k_B \cdot T$ – температура среды в единицах энергии (k_B – константа Больцмана).

Анализ формулы (2) показывает, что при $A \rightarrow \pi/2$ выражение поляризации имеет вид известной формулы Ланжевена:

$$P = \nu p \left(\frac{e^{(2g)} + 1}{e^{(2g)} - 1} - \frac{1}{g} \right) \quad (3)$$

с параметром g , периодически зависящим от времени. При $A \rightarrow 0$ имеем

$$P(A = 0) = \nu p \cdot \frac{e^{2g} - 1}{e^{2g} + 1}. \quad (4)$$

Последняя формула показывает более крутой рост поляризации с ростом g при той же асимптотике. Это – следствие сильного ограничения вращательной подвижности диполей.

Диэлектрическая восприимчивость среды κ вводится в макроскопической электродинамике известной формулой:

$$\mathbf{P} = \kappa \mathbf{E}. \quad (5)$$

Тогда из (2) получим:

$$\kappa = \frac{\nu p \left(\frac{-e^{(g(\cos(A)+2))} + \cos(A)e^{(g(2\cos(A)+1))} + e^g \cos(A) - e^{(g \cos(A))}}{e^{(g(\cos(A)+2))} - e^{(g(2\cos(A)+1))} + e^g - e^{(g \cos(A))}} + \frac{1}{g} \right)}{E} \quad (6)$$

и диэлектрическая проницаемость среды (в СГС):

$$\varepsilon = 1 + 4\pi\kappa \quad (7)$$

Заметим сразу, что выражение (6) не имеет особенности при стремлении g (или E) к нулю.

Выражения (6) и (7) сложным образом зависят от амплитуды поля, дипольного момента кинетических единиц, температуры, величины ограничивающего угла и времени.

Для выяснения их свойств, рассмотрим выражение (2) в случае относительно слабых полей, когда $g \ll 1$. Разложение (2) в ряд в окрестности точки $g = 0$ в 1-м неисчезающем приближении (для чего надо взять 4 члена разложения) даёт:

$$P = \frac{1}{3} v p g (1 + \cos(A) + \cos(A)^2). \quad (8)$$

Эта формула отличается, от использовавшейся ранее, зависимостью от максимального угла A . Легко видеть, что уменьшение A от $\pi/2$ до нуля (при тех же прочих параметрах) приводит к возрастанию поляризации втрое. Это означает, что рассматриваемое ограничение вращательной подвижности диполей может привести к существенным и реально наблюдаемым эффектам. В этом приближении:

$$\kappa = \frac{1}{3} \frac{v p^2 (1 + \cos(A) + \cos(A)^2)}{\theta} \quad (9)$$

с той же поправкой на зависимость от максимального угла A . Определив диэлектрическую проницаемость согласно (7), для сред, в которых выполняется известная закономерность:

$$n \approx \sqrt{\varepsilon}, \quad (10)$$

получим для показателя преломления:

$$n = \sqrt{1 + (n_0^2 - 1)(\cos(A)^2 + \cos(A) + 1)}, \quad (11)$$

где n_0 - показатель преломления среды при отсутствии ограничения вращательной подвижности диполей ($n_0 > 1$). Подкоренное выражение в (11) всегда положительно, причём 2-й член под корнем, вообще, не мал. При уменьшении максимального угла A от $\pi/2$ до нуля показатель преломления возрастает от значения n_0 до наибольшего значения:

$$n_m = \sqrt{3n_0^2 - 2}. \quad (12)$$

Представление о зависимости выражения (11) от угла A при разных n_0 дано на рис.1.

Из формулы (11) и рис. 1 видно, что при значениях показателя преломления в состояниях со свободным вращением диполей, обычных для прозрачных диэлектриков, значения этой величины в конденсированных состояниях с ограниченной вращательной подвижностью диполей могут увеличиться в полтора – два раза при максимальном ограничении поворота диполей относительно вектора поля. В принятом выше 1-м приближении значения n и ε не зависят от действующего поля.

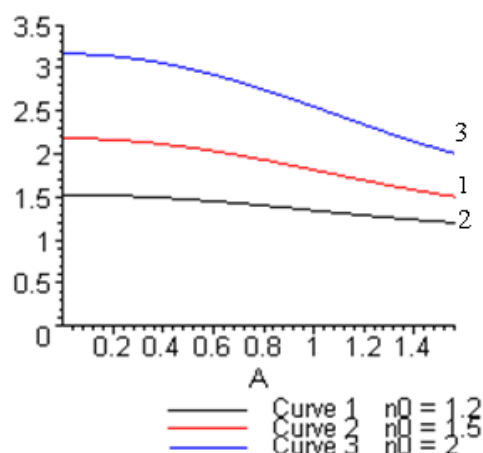


Рис. 1. Зависимость показателя преломления среды от максимального угла A при разном n_0 .

Во втором приближении слабых полей находим диэлектрическую восприимчивость:

$$\kappa = \frac{1}{3} \nu p^2 \left(1 + \cos(A) + \cos(A)^2 - \frac{1}{30} g^2 (2 \cos(A)^4 + 7 \cos(A)^3 + 12 \cos(A)^2 + 7 \cos(A) + 2) \right) / \theta. \quad (13)$$

Поправка видна из сравнения (13) с (9). Последнее выражение через параметр g зависит от действующего поля, а для переменного поля – от времени. Но для высокочастотных полей эта зависимость от времени практически неизмерима и нет смысла в её теоретическом расчёте. Целесообразно, для периодического поля, использовать средние за период значения функции (13). Такое усреднение даёт:

$$\kappa = \frac{1}{3} \nu p_0^2 \left(\cos(A)^2 + \cos(A) + 1 - \frac{1}{60} g_0^2 (2 \cos(A)^4 + 7 \cos(A)^3 + 12 \cos(A)^2 + 7 \cos(A) + 2) \right) / \theta, \quad (14)$$

где $g_0 = pE_0/\theta$. Отсюда видно, что это выражение зависит от амплитуды поля через параметр g_0 . Зависимость от максимального угла A та же, что и в формуле (13). Коэффициент при второй поправке достаточно мал, так что даже при $g_0 = 1/2$ эта поправка мала и приводит лишь к небольшому уменьшению диэлектрической восприимчивости. Соответствующие поправки войдут в выражения диэлектрической проницаемости и показателя преломления.

Полученные результаты могут быть использованы для уточнения кинетики поведения показателя преломления при релаксации концентрации диполей и слабом линейном росте температуры образца вследствие его нагрева, как это показано в работе [3].

Эти результаты могут быть применены к рассмотрению явлений, связанных с прохождением электромагнитных волн через слои прозрачного конденсированного диэлектрика, если в таковом имеются особенности структуры, приводящие к ограничению вращательной подвижности диполей. Так же следует учитывать их при рассмотрении поведения образцов, подвергающихся длительному облучению и нагреву, что может происходить как в технологических процессах производства дисплеев, так и в процессе их эксплуатации. Точные измерения показателей преломления в подобных средах могут показать, насколько существенны в данном материале ограничения вра-

щательной подвижности диполей и тем самым дать дополнительные сведения о структуре материала.

Авторы выражают благодарность проф. В. В. Беляеву за полезное обсуждение.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Дебай П.* Полярные молекулы. М. – Л., 1931.
2. *Блинов Л.М.* Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. - М.: «Наука» Главная редакция физико-математической литературы. 1978 г.
3. *Голов А.Н., Кузнецов М.М., Смотров Л.В.* К теории фотоориентации и фотоанизотропии при поляризации и ударном сжатии диэлектриков.// Вестник МГОУ. Серия «Физика-математика», №1, 2012

KINETICS OF CHANGES IN REFRACTIVE INDEX IN PHOTO-ANISOTROPIC FILMS AT THE ALTERNATING ELECTRIC FIELD

A. Golov, L. Smotrova, M. Kuznetsov

*Moscow Region State University
10a, Radio st., Moscow, 105005, Russia*

Abstract. Consider a statistical model of transient polarization of the dielectric by theory Langevin - Debye and works Mayer – Meyer. To get formulas for polarization substance, expression of the dielectric constant and refractive index. A variant of the model with the restriction of the rotational mobility of the kinetic units of the dipole environment and modification of these formulas is found for this case.

Keywords: polarization of the dielectric, refractive index, the restriction of the rotational mobility

УДК 53.044

ИОНООБМЕННЫЕ ПРОЦЕССЫ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ВЫСОКОЧИСТЫХ РАСТВОРОВ ГИДРОКИСЕЙ ТЕТРААЛКИЛАММОНИЯ И ИХ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Е.П. Крысин, А.Н. Коновалов, М.В. Рябцева

*ФГУП «ИРЕА»,
107076, Москва, Богородский вал, 3*

Аннотация. Рассмотрена возможность получения растворов тетраметиламмоний гидроксида и тетрабутил аммоний гидроксида на ионообменных смолах. Рассмотрена оптимизация соотношений между количеством смол и степенью конверсии исходного тетраметиламмоний галогенида для получения высокочистых растворов гидроксидов.

Ключевые слова: ионообменные смолы, растворы гидроксидов