

05;07

## **Применение эффекта электрического двойного лучепреломления для исследования процессов релаксации заряда в коллоидных растворах магнетита**

© К.В. Ерин, Ю.И. Диканский

Ставропольский государственный университет  
E-mail: exiton@inbox.ru

*В окончательной редакции 20 декабря 2008 г.*

Исследована кинетика двойного лучепреломления в коллоидной системе магнетитовых частиц в керосине при воздействии импульсного электрического поля в электрооптической ячейке, поверхность электродов которой покрыта тонким слоем изолятора. Обнаружены скачки сигнала двойного лучепреломления при воздействии импульсов поля прямоугольной формы (в моменты включения и выключения поля), связанные с релаксацией заряда, образующегося в приэлектродной области. По данным эксперимента оценено характерное время образования приэлектродного объемного заряда.

PACS: 75.50.Mn, 42.68.Mj, 78.20.Ls

При воздействии на коллоидный раствор магнетита в жидких диэлектриках электрического поля в нем наблюдается ряд эффектов, таких как: образование и трансформация в поле различных упорядоченных структур из агрегатов частиц [1,2], сложный характер деформации микрокапельных агрегатов [3], изменение цвета при отражении света от границы раздела электрод–магнитная жидкость и возбуждение в приповерхностном слое автоволн [4], нарушение однородности в распределении электрического поля в плоском конденсаторе, заполненном магнитной жидкостью [5], и т.д. Эксперименты показывают, что свойства магнитного коллоида вблизи электрода отличаются от таковых в середине межэлектродного промежутка. Это обычно связывают с образованием вблизи электрода области объемного заряда [5,6], а также с формированием на поверхности электрода нанослоев из плотноупакованных коллоидных частиц [4]. Единой точки зрения на механизм

образования приэлектродных заряженных слоев и их физическую природу в настоящее время нет [7]. Применение для изучения свойств приэлектродных слоев в магнитных коллоидах оптических методов имеет широкие перспективы благодаря их высокой чувствительности и возможности исследования образцов предельно низких концентраций, кроме того малое время релаксации оптических эффектов в магнитных коллоидах ( $20\text{--}100\ \mu\text{s}$ ) позволяет применять их для исследования кинетики образования приэлектродных слоев [6]. В настоящей работе представлены результаты исследования кинетики образования приэлектродных заряженных слоев методом электрического двойного лучепреломления (ДЛП).

При подаче электрического напряжения на электроды ячейки через магнитный коллоид протекает электрический ток, обусловленный наличием в растворе свободных носителей заряда — ионов примесей, а также коллоидных частиц магнетита, часть которых имеет электрический заряд. На поверхности электродов протекают сложные процессы рекомбинации ионов и их инъекции в раствор, что позволяет поддерживать величину тока через раствор постоянной достаточно продолжительное время. Заряженная область, возникающая вблизи электрода, лишь искажает внешнее поле, не компенсируя его полностью. Исключить возможность сквозной проводимости через ячейку и добиться ситуации, когда электрическое поле приэлектродного заряда полностью экранирует внешнее поле, возможно, если поверхность электродов покрыть тонким слоем изолятора.

Так как величина сигнала ДЛП определяется эффективной напряженностью электрического поля в центре ячейки, то регистрация в импульсном электрическом поле с достаточно крутыми фронтами позволяет измерить характерные времена образования объемного заряда в приэлектродной области. Информация об особенностях релаксации приэлектродного заряда может быть также получена при исследовании ДЛП в переменном электрическом поле.

Для исследований ДЛП в импульсном и переменном электрическом поле использовалась стандартная установка, близкая по характеристикам к описанной в [6]. В качестве объектов исследований были приготовлены три образца магнитных коллоидов с различными проводимостями: образец № 1 — коллоидный раствор магнетитовых наночастиц в керосине с объемной концентрацией твердой фазы 0.07%, образец № 2 — коллоид магнетита в трансформаторном масле с концентрацией

Таблица 1.

Параметр	Образец № 1	Образец № 2	Образец № 3
$\rho, \Omega \cdot \text{m}$	$4.1 \cdot 10^7$	$1.4 \cdot 10^8$	$7.1 \cdot 10^8$
$\varepsilon(\nu = 100 \text{ Hz})$	3.2	2.8	2.8

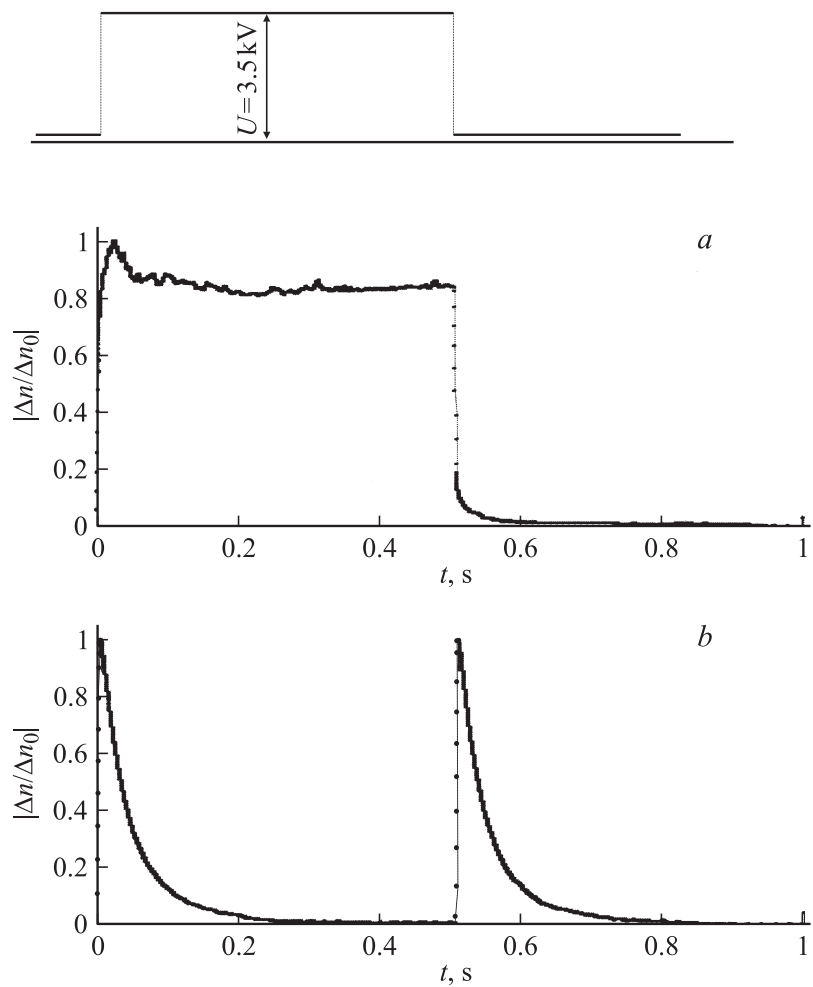
0.07% и образец № 3 — коллоид магнетита в трансформаторном масле с концентрацией твердой фазы 0.007%.

Измерение электрических параметров образцов было произведено при помощи измерителя иммитанса E7-15 в стандартной кондуктометрической ячейке. Результаты измерений приведены в табл. 1.

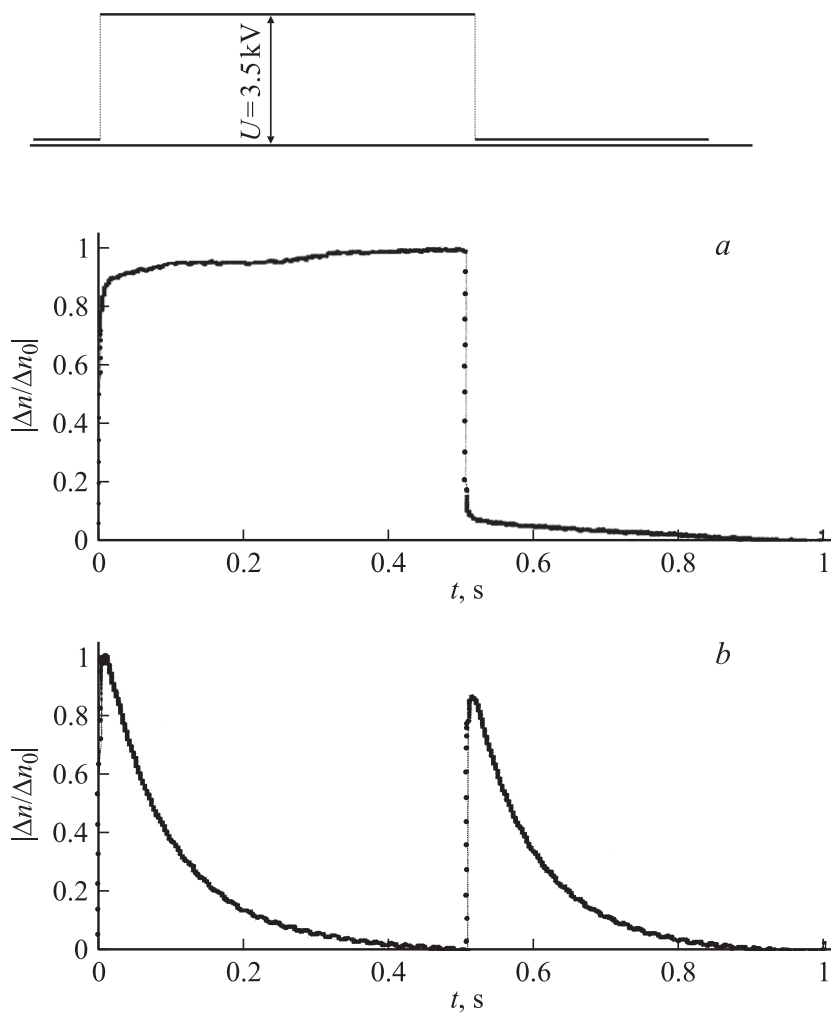
Изолирующий слой на поверхности электрода представлял собой тонкую полипропиленовую пленку толщиной  $40 \mu\text{m}$ .

Оказалось, что форма сигнала ДЛП в импульсном поле в ячейке с неизолированными электродами (рис. 1, *a*, 2, *a*) резко отличается от таковой в ячейке с изолированными электродами (рис. 1, *b*, 2, *b*). Характерные кривые сигнала ДЛП в ячейке в изолированных электродами имеют два четко выраженных пика, которые наблюдаются во всех образцах и отличаются лишь временами спада сигнала от максимального значения. Как можно видеть из рисунков, экстремумы наблюдаются после включения и выключения поля.

Форма сигнала ДЛП в ячейке с изолированными электродами объясняется следующим образом. Сразу после включения поля приэлектродный заряд не успевает образоваться и электрическое поле в образце близко к внешнему, сигнал при этом нарастает со временем, определяемым вращательной броуновской диффузией коллоидных частиц. По мере накопления заряда в приэлектродной области напряженность поля в центре ячейки и соответственно сигнал ДЛП уменьшаются (поле объемного заряда экранирует внешнее поле). После окончания действия импульса напряжения электрическое поле в ячейке теперь создается только неравномерно распределенным зарядом в ячейке, поле которого направлено противоположно действовавшему внешнему полю. Плотность приэлектродного заряда после выключения внешнего поля убывает со временем по близкому к экспоненте закону. Таким образом, при включении и выключении внешнего поля эффективное поле в центре ячейки скачком возрастает и затем уменьшается со временем.



**Рис. 1.** Электрическое ДЛП при воздействии импульса электрического поля (вверху) в образце № 1 в электрооптической ячейке, на электродах которой: *a* — нет диэлектрических пленок, *b* — диэлектрические пленки нанесены,  $\Delta n_0$  — максимальное значение ДЛП.



**Рис. 2.** Электрическое ДЛП при воздействии импульса электрического поля (вверху) в образце № 2 в электрооптической ячейке, на электродах которой: *a* — нет диэлектрических прокладок, *b* — диэлектрические пленки нанесены.

Таблица 2.

Время релаксации	Образец № 1	Образец № 2	Образец № 3
$\tau_{\text{exp}}, \text{ s}$	0.08	0.19	0.74
$\tau_{\text{cal}}, \text{ s}$	0.04	0.11	0.53

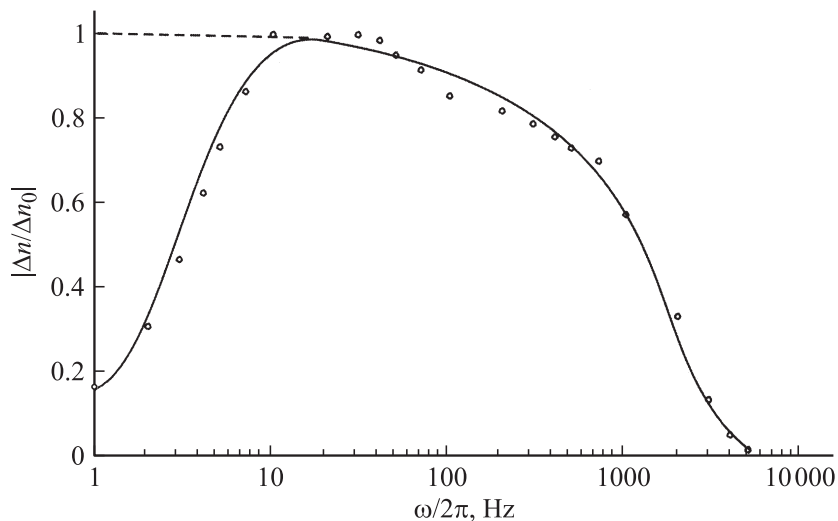
Согласно теории электрооптических эффектов в коллоидных системах [8], в слабых электрических полях величина двойного лучепреломления пропорциональна квадрату напряженности поля. Учитывая эту зависимость и используя экспериментальные времена релаксации ДЛП в ячейке с изолированными электродами, можно оценить время релаксации электрического поля в исследуемой системе.

Теоретическая оценка времени релаксации электрического поля в ячейке с изолированными электродами возможна с использованием теории поляризации гетерогенных систем Френкеля–Трухана [9]. Ячейку с образцом, на электродах которой установлены тонкие диэлектрические прокладки толщиной  $d_1$ , можно представить в виде трехслойной системы с толщинами слоев  $d_1, d_2, d_1$ , диэлектрическими проницаемостями  $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_1$  и удельным сопротивлением  $\infty, \rho, \infty$  соответственно. В приближении максвелл-вагнеровской поляризации в подобной системе расчетная формула для вычисления времени релаксации электрического поля выглядит следующим образом [9]:

$$\tau = \epsilon_0 \epsilon_2 \rho \left( \frac{2\epsilon_2 d_1 + \epsilon_1 d_2}{2\epsilon_2 d_1} \right). \quad (1)$$

Сравнение полученных экспериментальных и расчетных значений времени релаксации электрического поля в ячейке с изолированными электродами представлено в табл. 2.

Как и предполагалось, процессы релаксации приэлектродного заряда оказывают существенное влияние на характер зависимости ДЛП от частоты внешнего электрического поля. На рис. 3 показана зависимость амплитуды сигнала ДЛП от частоты переменного поля в ячейке с изолированными электродами. В диапазоне частот 0–20 Hz величина ДЛП возрастает от близкого к нулю значения до максимального и при более высоких частотах ведет себя так же, как и в ячейке, электроды которой не изолированы (на рисунке штриховой линией



**Рис. 3.** Частотная зависимость электрического ДЛП в образце № 1, помещенном в электрооптическую ячейку с изолирующими прокладками на электродах.

показано низкочастотное поведение ДЛП в ячейке с неизолированными электродами). При достаточно низких частотах (1–10 Hz) объемный заряд успевает образоваться за половину периода внешнего поля и компенсирует его, а при очень высоких (более 20 Hz) заряд не успевает накапливаться вблизи электродов и поэтому ДЛП обуславливается практически только внешним электрическим полем.

Таким образом, исследования ДЛП в переменных и импульсных полях в ячейке с изолированными электродами позволяют определить время образования приэлектродного объемного заряда в магнитных коллоидах. В образце на основе керосина это время составляет порядка 0.05–0.08 s, что достаточно хорошо согласуется с данными, полученными другим способом [6].

Работа выполнена при поддержке ведомственной аналитической научно-технической программы „Развитие научного потенциала высшей школы“ Федерального агентства по образованию.

## Список литературы

- [1] *Dikansky Yu.I., Nechaeva O.A.* // Magnetohydrodynamics. 2002. V. 38. N 3. P. 287.
- [2] *Кожевников В.М., Чуенкова И.Ю., Данилов М.И., Ястребов С.С.* // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. В. 21. С. 64–67.
- [3] *Диканский Ю.И., Нечаева О.А., Закинян А.Р.* // Колл. журн. 2006. Т. 68. № 2. С. 161.
- [4] *Chekanov V.V., Pjuch P.M., Kandaurova N.V., Bondarenko E.A.* // J. Magn. Magn. Matter. 2005. V. 289. P. 155.
- [5] *Падалка В.В., Ерин К.В.* // Тез. докл. VII Междунар. конф. „Современные проблемы электрофизики и электродинамики жидкостей“. СПб.: СПбГУ, 2003. С. 208.
- [6] *Ерин К.В.* // ЖТФ. 2008. Т. 78. В. 4. С. 133.
- [7] *Кожевников В.М., Чуенкова И.Ю., Данилов М.И., Ястребов С.С.* // ЖТФ. 2006. Т. 76. В. 7. С. 129–131.
- [8] *Электрооптика коллоидов* / Под ред. С. С. Духина. Киев: Наук. думка, 1977. 200 с.
- [9] *Трухан Э.М.* // Физика твердого тела. 1967. Т. 4. В. 12. С. 3496.