

ВЛИЯНИЕ ПЕРЕМЕННОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ЯВЛЕНИЯ ПЕРЕНОСА В ПОЛЯРНЫХ ГАЗАХ

В.Д.Борман, Л.Л.Горелик, Б.И.Николаев, В.В.Синицын

В работах [1, 2] экспериментально показано, что теплопроводность полярных газов с молекулами типа тетраэдра уменьшается в электрическом поле. Эффект можно, как и в случае магнитного поля (см., например, [3]), объяснить тем, что в результате прецессии молекул в электрическом поле и присущей им несферичности изменяется эффективное сечение их столкновений. Относительное уменьшение коэффициента теплопроводности ($\epsilon = -\Delta\kappa/\kappa$) для данного газа является при заданной температуре однозначной функцией отношения электрического поля к давлению (ϵ/p). Отсюда следует, что ϵ определяется отношением частоты прецессии молекул в поле (Ω) к частоте их столкновений (ν).

В проведенных ранее экспериментах [2] было показано, что при использовании переменного электрического поля ϵ не зависит от частоты поля (f) вплоть до 20 кГц. в настоящей работе приводятся краткие сведения о результатах исследований зависимости ϵ от f в широком диапазоне изменения f . Естественно было ожидать, что ϵ будет уменьшаться до нуля при $f \gg \Omega$: в этом случае угол, на который смещается момент вращения молекулы в результате ее прецессии, становится близким к нулю. В соответствии с этим можно было ожидать, что при $f = \Omega$ будет иметь место значительное уменьшение ϵ .

Предполагаемая зависимость ϵ от f была исследована нами в трехфтористом азоте (молекула NF_3 — трехгранная пирамида с дипольным моментом $d = 0,24$ д.) при комнатной температуре, $p = 0,2 \div 1$ мм рт.ст. и $E \approx 30 \div 100$ в/см. Для молекул типа симметричного волчка, к которым относятся молекулы NF_3 , Ω можно оценить по формуле

$$\Omega = \frac{dE}{M}, \quad (1)$$

где M — момент вращения.

Учитывая, что для NF_3 момент инерции $I = 3,3 \cdot 10^{-37}$ гсм² [4], получаем из (1) при $E = 100$ в/см и $T = 300^\circ\text{K}$ $\Omega \approx 5 \cdot 10^5$ иц. Эксперименты проводились при изменении значений f от 50 иц до 2,5 МГц.

Для исследований применялась установка, аналогичная описанной в [2]. Датчик представляет собой две сообщающиеся между собой стеклянные цилиндрические камеры диаметром 15 мм, в которых по оси натянуты подогреваемые током платиновые нити ϕ 50 мк. Последние являются двумя плечами моста Уитстона. Одна из камер помещалась в однородное переменное поле плоского конденсатора. На его пластины относительно нити камеры датчика подавались равные по величине, но противоположные по фазе переменные напряжения. Особое внимание было уделено симметризации напряжений, так как их асимметрия приводит к появлению емкостного тока, текущего через нить камеры. Нагрев нити этим током вы-

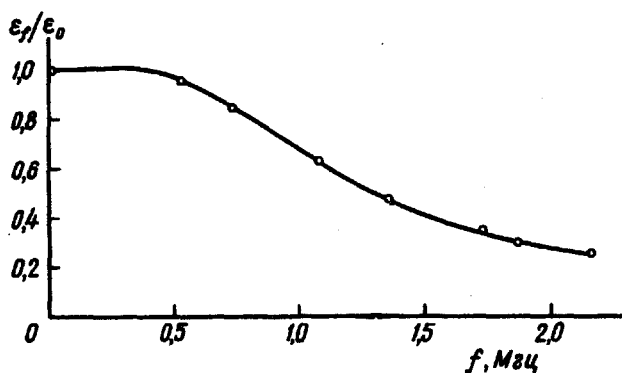


Рис.1

зывает дополнительный разбаланс моста, не связанный с изменением теплопроводности газа. Отметим, что это обстоятельство не позволяет применять в такого рода экспериментах датчик, в котором электрическое поле создается путем приложения напряжения между нитью и внешним цилиндрическим электродом.

При определении зависимости $\epsilon(f)$ данным методом могут, вообще говоря, иметь место паразитные явления, связанные как с возникновением слабого разрядного тока через газ, так и с наличием частичной экранировки поля зарядами в объеме камеры и на ее стенках. Не исключена также и частичная необратимая диссоциация молекул исследуемого газа. Правильность проведенных измерений подтверждалась результатами серии контрольных экспериментов. Измерения, выполненные во всем диапазоне p , E и f , подтвердили отсутствие разбаланса моста при заполнении камер датчика воздухом. Измерения, выполненные при одновременном наложении на пластины двух одинаковых по амплитуде, но существенно отличающихся по частоте напряжений (50 гц и 2 Мгц) дали для ϵ значение, весьма близкое к $\epsilon(50 \text{ гц})$. Это дало возможность считать, что при исследованиях отсутствовали побочные эффекты из-за экранирующих зарядов и диссоциации газа. Одним из признаков правильности получаемых результатов являлась их воспроизводимость при частоте 50 гц до и после каждого измерения при высокой частоте.

О влиянии переменного электрического поля на теплопроводность газа удобно судить с помощью величины ϵ_f/ϵ_0 , где ϵ_f и ϵ_0 — значения ϵ при частотах поля f и 50 гц, соответственно. На рис.1 изображена кривая зависимости величины ϵ_f/ϵ_0 от f для NF_3 , полученная при значениях $\rho = 0,6$ мм рт.ст. и $E = 111$ в/см. Как видно из рисунка, в этих условиях ϵ_f/ϵ_0 значительно уменьшается при изменении f от 50 гц до 2 Мгц. В соответствии с приведенными выше соображениями и представленными на рис.1 экспериментальными данными естественно было предположить,

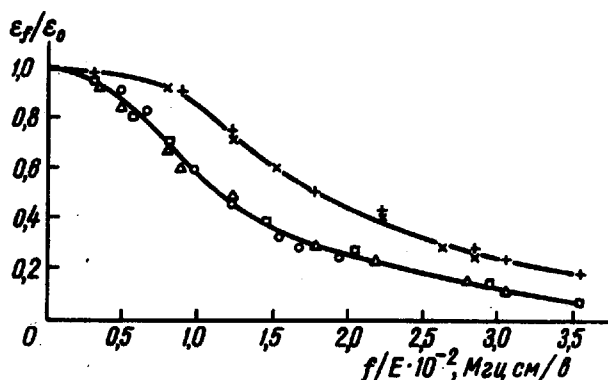


Рис.2. Зависимость ϵ_f/ϵ_0 от f/E : верхняя кривая для $E/\rho = 102$ в/см·мм рт.ст.; нижняя кривая — $E/\rho = 184$ в/см·мм рт.ст.

что одним из характерных параметров, определяющих относительное изменение эффективного сечения столкновений молекул в переменном поле, является отношение f/Ω . Для проверки этого предположения нами были исследованы зависимости ϵ_f/ϵ_0 от f/E при двух отношениях E/ρ (см. рис.2). Из рисунка видно, что значение ϵ_f/ϵ_0 однозначно определяется зависимостью вида

$$\frac{\epsilon_f}{\epsilon_0} = \phi\left(\frac{E}{\rho}, \frac{f}{E}\right), \quad (2)$$

т.е. отношением Ω/ν и f/Ω . Это означает, что в условиях проведенных экспериментов ϵ_f/ϵ_0 является однозначной функцией любых двух отношений, составленных из трех частот f , ν , Ω . На рис.3 изображена зависимость ϵ_f/ϵ_0 от f/ρ . Видно, что в пределах точности эксперимента величина ϵ_f/ϵ_0 определяется только одним параметром — отношением f/ρ . Такой результат можно, по-видимому, объяснить тем, что, по крайней мере, в исследованной нами области значений E , ρ , f относительное уменьшение ϵ с ростом f определяется только отношением времени прецессии

молекул в одном направлении к времени между их соударениями. Однако можно предположить, что в общем случае ϵ_f/ϵ_0 определяется двумя отношениями указанных выше частот.

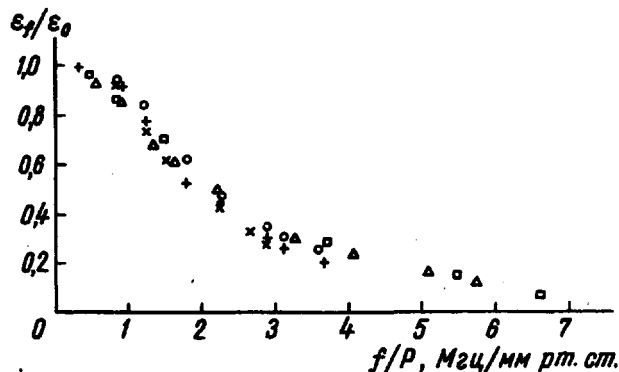


Рис.3. Зависимость ϵ_f/ϵ_0 от f/p : обозначения те же, что и на рис.2

Нами обнаружено аналогичное влияние переменного магнитного поля на теплопроводность кислорода. Результаты этих исследований будут опубликованы.

Авторы выражают благодарность И.К.Кикоину за стимулирующее обсуждение и ценные советы, В.Х.Волкову за интерес к работе, Ю.М.Кагану, Л.А.Максимову и Ю.А.Михайловой за полезное обсуждение, В.И.Николаеву за помощь в проведении экспериментов.

Поступило в редакцию
30 июля 1966 г.

Литература

- [1] H.Senftleben. Ann. d. Physik. 7, 273, 1965.
- [2] Л.Л.Горелик, В.В.Синицын. Письма ЖЭТФ, 3, 145, 1966.
- [3] Ю.М.Каган, Л.А.Максимов. ЖЭТФ, 41, 842, 1961.
- [4] J.Sheridan, W.Gordy. Phys. Rev., 79, 515, 1950.

О НЕСТАЦИОНАРНОЙ САМОФОКУСИРОВКЕ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ДИССИПАТИВНОЙ СРЕДЕ

С.А.Ахманов, А.П.Сухоруков

Предметом настоящего письма является обсуждение вопроса о влиянии релаксационных процессов в нелинейной среде на динамику самофокусировки лазерных импульсов [1, 2]. Поскольку даже в "обычных" гигант-