

МИКРОЭЛЕКТРОСТРИКЦИЯ ПРИ ИОНИЗАЦИИ СРЕДЫ

Г. А. Аскарьян, Б. А. Долгошин

Рассмотрен новый эффект — микроЭлектрострикция при ионизации среды, связанная со сжатием вещества в электрическом поле ионов. Показано, что по величине этот эффект может превосходить тепловое расширение, связанное с ионизационными потерями. Указаны явления, в которых может проявиться или быть выявлен этот эффект: рассеяние или рефракция света, отклонение от термоакустического характера излучения звука от заряженных частиц и т. п.

1. Рассмотрим новый эффект — электрострикционное сжатие вещества, связанное с ионизацией, производимой любым ионизующим агентом: заряженными частицами, квантами и т. п. Нас будет интересовать микроЭлектрострикция в поле ионов, гораздо более длительная и сильная, чем быстропеременная стрикция в поле летящей частицы и в коллективном поле пучков, поскольку большая величина и продолжительность микроЭлектрострикции на ионах приводит к заметному проявлению ее в макроскопических эффектах.

Пусть пролетающая заряженная частица создает в среде N_{10} пар ионов на единице длины трека ($N_{10} \sim Z^2/u^2$, где Z — заряд и u — скорость частицы). Эти ионы рекомбинируют, причем их число $N_1(t)$ резко уменьшается со временем из-за уменьшения плотности их пространственного распределения. Каждый ион своим полем будет притягивать молекулы среды, образуя локальные сгущения. Изменение объема среды в поле каждого иона. $\Delta v = \kappa \int_{r_{min}}^{\infty} p 4\pi r^2 dr$; где $p = \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \rho E^2 / 4\pi$ — стрикционное давление, κ — сжимаемость среды, r_{min} — расстояния, при которых сжимаемость резко уменьшается из-за отталкивания сближенных молекул ($r_{min} \approx 3 \cdot 10^{-8}$ см), ϵ — диэлектрическая проницаемость среды, которая порядка единицы при малых расстояниях из-за насыщения ориентации в сильных полях (при $d/E_{\text{эфф}}(r_{kp}) \gg kT$, где d — дипольный

момент молекулы) $\Delta v \approx \kappa \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \rho \frac{e^2}{2\epsilon^2} \frac{1}{r_{min}} \approx 10^{-22}$ см³ для воды. То, что

величина Δv зависит от $r_{min} \approx 3 \cdot 10^{-8}$ см, делает макроскопическую оценку недостаточной. Микрооценка изменения объема среды при образовании комплекса из n молекул на каждом ионе дает $\Delta v \approx n v_o - v_k$, где v_o — объем, приходящийся на одну молекулу ($v_o \approx \frac{1}{n} = \frac{M}{\rho N_a}$ см³ для воды. Здесь M — молекулярный вес и N_a — число Авогадро), а v_k — объем, приходящийся на комплекс (v_k , по-видимому, из-за притягивания среды к комплексу близко к объему комплекса $v_k \approx v_{\text{мол}} \approx 10^{-22}$ см³ при $n \approx 10$). Поэтому, $\Delta v \approx 10^{-22}$ см³. Мы будем считать $\Delta v \approx 10^{-22}$ см³ — исходя из макро и микрооценок. Изменение объема на единицу длины трека $\Delta V_{1i}(t) \approx 2N_1(t)\Delta v$.

При этом изменение объема в области радиуса a реализуется за время порядка $t_s \sim a/c_s$, где c_s — скорость звука.

Сравним струкционное сжатие с тепловым расширением при нагреве среды, связанном с ионизационными потерями:

$$\Delta V_{1T} \approx \frac{a}{C\rho} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ион.}} \approx \frac{a}{C\rho} w_o N_{10},$$

где w_o — потеря энергии, приходящаяся на пару образованных ионов, a — коэффициент теплового расширения, C — теплоемкость среды. Отношение

$$\frac{\Delta V_{1i}}{\Delta V_{1T}} \approx \frac{2C\rho \Delta v}{aw} \frac{N_1(t)}{N_{10}} \approx \frac{10^{-4}}{a} \frac{N_1(t)}{N_{10}}. \text{ Обычно } a =$$

$= 10^{-5} - 10^{-4}$ град⁻¹, поэтому струкционное сжатие может быть заметным и при $N_1(t) < N_{10}$.

Определим изменение $N_1(t)$ со временем. Полагая, что $\dot{N}_1 \approx -\beta n_i^2 V_1 \approx -\beta N_1^2 / \pi r_{tr}^2$, где $n_i(t)$ — концентрация ионов на треке, r_{tr} — "радиус" трека (расстояние, на которое диффундируют электроны до торможения и прилипания $r_{tr} \approx 0,5 \cdot 10^{-6}$ см [1] и погонный объем трека $V_1 \approx \pi r_{tr}^2$) и β — коэффициент ион-ионной рекомбинации. Величину β просто оценить по времени сближения двух ионов, находящихся на расстоянии l :

$$t \approx \int \frac{dl}{v} \approx \int \frac{dl}{KE} \approx \int \frac{dl l^2 \epsilon}{Ke} \approx \frac{l^3 \epsilon}{3Ke},$$

но $l^3 \sim 1/n_i$ и из определения $\beta \approx 1/n_i t$ получим $\beta \approx 3Ke/\epsilon \approx 2 \cdot 10^{-11}$ CGSE, где экспериментальное значение подвижности $K \approx 1$ CGSE [2].

Поэтому

$$N_1(t) = N_{10} / \left(1 + \frac{\beta N_{10} t}{\pi r_{tr}^2} \right) = N_{10} / \left(1 + \frac{t}{t_o} \right),$$

$$\text{где } t_o = \frac{\pi r_{tr}^2}{\beta N_{10}}.$$

По мере рекомбинации эффект стрикционного сжатия убывает и тепловое расширение на треках частиц доминирует.

Поведение во времени микрострикционного сжатия и микротеплового расширения на треках и пучках частиц и динамика рекомбинации может быть исследована с помощью рефракции или рассеяния света на следах пучков заряженных частиц (например, в воде вблизи $T = 4^\circ\text{C}$, где термоподвижность исчезает, можно выделить чисто стрикционные эффекты, возможно исследование малых интервалов времени, когда микрострикция соизмерима или превосходит тепловые эффекты, в жидкостях с длинными молекулами и т.п.).

2 Существенную роль микрострикционное сжатие может сыграть и при излучении звука и гиперзвука от заряженных частиц в средах [3, 4], особенно при малых величинах коэффициента теплового расширения или при больших частотах. В частности, с его помощью можно объяснить результат экспериментов [5], в которых было обнаружено, что звуковой импульс от пучка заряженных частиц в воде обращается в нуль и меняет знак не при $T = 4^\circ\text{C}$, когда коэффициент теплового расширения $\alpha = 0$, а при $T = 5,7^\circ\text{C}$, когда $\alpha \approx 10^{-5}$ град $^{-1}$.

Оценим компоненты Фурье p_ω звукового импульса: от терморасширения [4] (существует длительно, так как не зависит от объема локализации тепла)

$$P_{\omega T} \sim \ddot{\bar{V}}_\omega \approx -i\omega \int \Delta \dot{V}_1(t) e^{i\omega t} dt \approx -i\omega \Delta V_{1T}$$

от стрикционного сжатия, существующего кратковременно ($\omega t_0 \ll 1$)

$$p_{\omega i} \sim -\omega^2 \int \Delta V(t) e^{i\omega t} dt = -2\omega^2 \Delta v N_{10} \int \frac{e^{i\omega t} dt}{(1 + t/t_0)} \approx$$

$$\approx -2\omega^2 \Delta v N_{10} \int_0^{t_0} \frac{1}{\omega} \frac{dt}{1 + t/t_0} \approx -2\omega^2 \Delta v \frac{\pi r_{tr}^2}{\beta} \ln \frac{1}{\omega t_0} .$$

В условиях эксперимента [5] $N_{10} \approx 0,5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$, $\omega \approx 3 \cdot 10^5 \text{ рад/сек}$ и $t_0 = 5 \cdot 10^{-7}$ сек, т.е. $\omega t_0 \approx 5 \cdot 10^{-2}$.

Поэтому

$$\left| \frac{p_{\omega i}}{p_{\omega T}} \right| \approx \frac{2\omega \Delta v \frac{\pi r_{tr}^2}{\beta} \ln \frac{1}{\omega t_0}}{\frac{\alpha}{C_p} \omega N_{10}} \approx 10^{-5}/\alpha ,$$

т.е. стрикционное сжатие вносит заметный вклад уже при $\alpha \approx 10^{-5}$ град $^{-1}$.

В случае резкого включения длительного пучка частиц [5] с током J

$$\Delta \dot{V}_{1T} \approx \frac{\alpha}{C_p} \frac{J}{e} \omega N_{10} ; \text{ и } \Delta V_{1i} \approx \Delta v N_1(t) \frac{J}{e} t$$

поэтому, полагая амплитуду звука $p \sim V$ и интересуясь временами $t_s \sim \sim a/c_s$, где a — радиус пучка ($a \sim 0,5$ см) получим

$$P_T \sim \frac{a}{C\rho} \frac{J}{e} wN_{10}/t_s ; \text{ и } P_i \sim \frac{2\Delta\nu}{t_s^2} \frac{\pi r_{tr}^2}{\beta} \frac{J}{e} ;$$

таким образом

$$\frac{P_i}{P_T} \approx \frac{2\Delta\nu \pi r_{tr}^2 C\rho}{t_s a wN_{10} \beta} \approx - \frac{10^{-5}}{a}$$

— амплитуды импульсов сравниваются при $a \approx 10^{-5}$ град⁻¹, т.е. возможна компенсация терморасширения стрикционным сжатием при этих условиях согласно эксперименту [5].

Отметим, что при неионизирующем лазерном нагреве термоакустический импульс обращается в нуль точно при $T = 4^\circ\text{C}$, как показали эксперименты [6].

Авторы благодарны А.Н.Калиновскому за обсуждения.

Физический институт
им.П.И.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
6 сентября 1978 г.

Литература

- [1] E.Kobetich, R.Katz. Phys. Rev., 170, 391, 401, 1968.
- [2] G.Kaye, T.Laby. Tables of Phys. and Chem. Constants, London.
(есть русский перевод).
- [3] Г.А.Аскарьян. АЭ, 3, 152, 1957.
- [4] Г.А.Аскарьян, Б.А.Долгошайн. Препринт ФИАН №160, 1976; Письма в ЖЭТФ, 25, 232, 1977.
- [5] L.Sulak at all. Proc. Dumand Workshop on Acoust Neutrino Registration, San Diego, July 1977.
- [6] П.Н.Голубничий, Г.С.Калюжный, С.И.Никольский, В.И.Яковлев.
Препринт ФИАН, №167, 1978 г.