

Лекция 3

ДВИЖЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ГАЗЕ

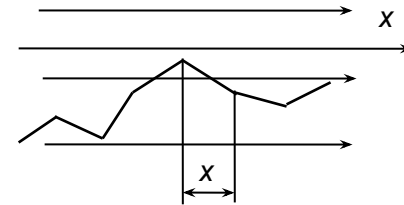
Ввиду рассмотрения тока в слабоионизованном газе ($\alpha \ll 1$) или в низкотемпературной плазме, требуется определить основные величины, связанные с подвижностью электронов и ионов. Существует ряд экспериментов, в которых были найдены значения подвижностей заряженных частиц для различных газов. Первой теорией подвижности ионов явилась созданная в начале XX века теория Ланжевена, получившая основные закономерности, подтверждаемые экспериментально.

Рассмотрим дрейфовое движение ионов (рис.1). Предположим, что энергия, теряемая при любом упругом или неупругом столкновении иона и атома определяется следующим неравенством:

$$v f \varepsilon < e E x$$

α - частота столкновений, f - доля потери энергии при одном столкновении
 eEx – энергия, которую набирает ион в направлении электрического поля,
 x – смещение в направлении электрического поля

Рис.1



Допустим, что существует превышение количества упругих столкновений над количеством неупругих. Для стационарного режима движения данные энергии по порядку равны:

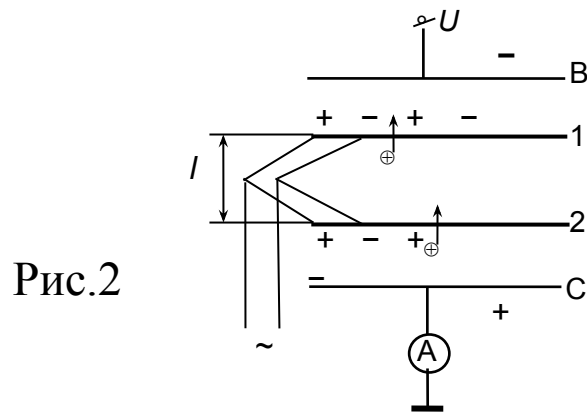
$$vf\varepsilon \sim eEx$$

Скорость дрейфа ионов определяется в виде:

$$u_i = KE$$

Коэффициентом пропорциональности является величина K –подвижность ионов, т.е. скорость движения по направлению силовой линии электрического поля при $E= 1$ В/м.

Для определения подвижности ионов в середине XX века были предложены различные экспериментальные методы. Рассмотрим наиболее известные эксперименты. На рис.2 представлен “метод запирающих сеток”.



На электроды В и С , расположенные в камере с пониженным газовым давлением подается постоянное напряжение U . Считается, что в данном пространстве существует низкая концентрация ионов и они движутся в направлении электрода В. На сетки 1 и 2 подается переменное синусоидальное напряжение, как показано на рис.2. В моменты, когда напряжение на данных сетках равно нулю, существуют наиболее благоприятные условия для прохождения ионов.

В эксперименте варьируется напряжение U и период величины напряжения на сетках. Условие прохождения ионов может быть записано в виде:

$$t_{12} = \frac{T}{2}n = \frac{l}{u} \quad n = 1, 2, 3 \dots$$

Из данной формулы находится дрейфовая скорость, а затем рассчитывается подвижность ионов K .

В качестве другого метода определения подвижности рассмотрим эксперимент Хорнбека (рис.3). В камере установлены электроды, один из которых сетчатый. Параметры установки были следующие: расстояние между электродами $d=1$ см, давление в камере $p=0,1-30$ торр, ток $I \sim 0,1$ мкА, $E/p \sim 10-10^3$ В/см · торр.

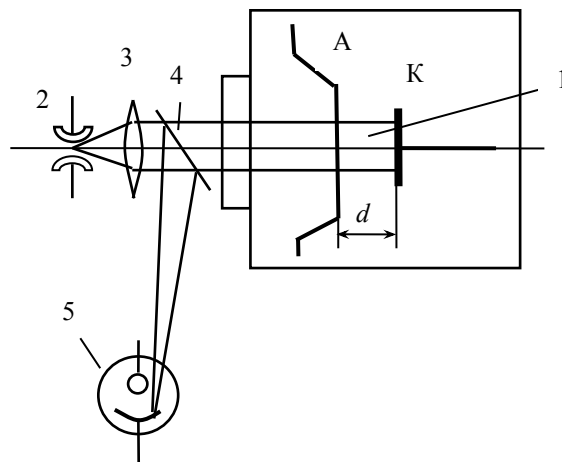


Рис.3

В экспериментах использовались инертные газы: гелий, неон, аргон, ксенон, криптон. Межэлектродное пространство (1) облучалось УФ-излучением с помощью искры (2). Часть излучения направлялось на фотодиод (5). После вспышки искры в пространстве (1) возникает таунсендовский лавинный разряд и на аноде за время $t_e \sim 0,1$ мкс собираются электроны, а на катоде – ионы за время $t_i = 2-20$ мкс. Данные импульсы регистрировались на осциллографе. Полученные результаты для подвижностей ионов нашли хорошее соответствие с теорией Ланжевена. Представим значения подвижностей для ионов неона в газообразном неоне при $T=300$ К и $n=2,7 \cdot 10^{19}$ см⁻³, полученные в данных экспериментах и найденные из теории Ланжевена:

$$K_{\text{эксп}} \approx 4,4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}, \quad K_{\text{теор}} \approx 6,7 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$$

Представим теорию подвижности ионов, разработанную известным французским ученым Полем Ланжевенем в 1903-05 г. В первой теории (1903 г.) Ланжевен исходил из следующих предположений.

1) Ионы и электроны представляют собой непроницаемые упругие шары, поэтому считается, что взаимодействие происходит только в момент столкновения.

2) Выполняются следующие неравенства:

$$eEx \ll \frac{m\bar{v}^2}{2} \quad \left(\frac{E}{p} \ll 1 \right)$$

Энергия, набранная ионом в электрическом поле, значительно меньше его средней кинетической энергии.

3) Плотность ионов n_i мала и взаимодействиями ионов друг с другом можно пренебречь.

Обозначим через x длину между двумя столкновениями иона с нейтральными атомами (рис.1). Данные длины x статистически распределены около λ - средней длины свободного пробега одинаковой для ионов и молекул. Считается, что в результате столкновения ион полностью теряет свою скорость. Время между двумя столкновениями определяется в виде $t = \frac{x}{\bar{v}}$. Расстояние, пройденное ионом при ускорении в электрическом поле выражается в виде:

$$s = \frac{1}{2}at^2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{eE}{m} \cdot \frac{x^2}{\bar{v}^2}$$

Для вычисления среднего значения x^2 требуется усреднить величину x^2 с помощью распределения, учитывающего длину свободного пробега λ .

$$\bar{x}^2 = \frac{\int_0^{\infty} x^2 e^{-Qx} Q \cdot dx}{\int_0^{\infty} e^{-Qx} Q \cdot dx} = \frac{2}{Q^2} = 2\lambda^2$$

Где $Q = \frac{1}{\lambda}$ - макроскопическое эффективное сечение ионно-молекулярного упругого рассеяния. С учетом данных выражений величина \bar{s} выразится следующим образом:

$$\bar{s} = \frac{eE}{2m\bar{v}^2} \cdot \bar{x}^2 = \frac{eE}{2m\bar{v}^2} \cdot 2\lambda^2 = \frac{eE\tau^2}{m} \quad \tau = \frac{\lambda}{\bar{v}}$$

Скорость дрейфа будет равна:

$$u = \frac{\bar{s}}{\tau} = \frac{eE\tau}{m} = \frac{eE\lambda}{m\bar{v}}$$

В результате формула для подвижности ионов будет иметь вид:

$$K = \frac{e\lambda}{m\bar{v}}$$

С учетом выражения для длины свободного пробега и среднеквадратичной скорости подвижность имеет следующие основные зависимости:

$$K \sim \frac{1}{n\sqrt{T}}$$

Формула правильно выражает зависимость от концентрации n , подтверждаемую экспериментально, но для зависимости от температуры T соответствия найдено не было.

Впоследствии данная формула для подвижности ионов была уточнена Ланжевенем для распределения скоростей и отличия масс иона m и молекулы M .

Уточненная формула принимает вид:

$$K = 0,815 \cdot \frac{el}{Mv_{\text{кв}}} \left(1 + \frac{M}{m}\right)^{\frac{1}{2}}$$

$v_{\text{кв}}$ - среднеквадратичная скорость молекул, $l = \frac{1}{\pi n D_{12}^2}$
 D_{12} – сумма радиусов молекулы и иона,
 n - концентрация молекул

Данный вариант формулы лучше соответствовал экспериментальным данным, но все же не учитывал взаимодействие ионов и молекул.

Ввиду этого, в 1905 г. Ланжевенном была создана теория, учитывающая взаимодействие ионов и молекул. Предполагалось, что в результате взаимодействия иона и молекулы происходит поляризация молекулы и у молекулы появляется дипольный момент $d \neq 0$. Тогда сила притяжения иона и молекулы будет выражаться в виде:

$$F = \frac{(\varepsilon - 1)e^5}{2\pi n r^5}$$

ε - диэлектрическая проницаемость газа, e – заряд иона, n – концентрация молекул

С учетом данного взаимодействия формула для подвижности приобретает вид:

$$K = \frac{A(a)}{\sqrt{\rho(\varepsilon - 1)}} \left(1 + \frac{M}{m}\right)^{\frac{1}{2}}$$

ρ - плотность газа, ε - диэлектрическая проницаемость газа,

M – масса молекулы, m - масса иона

$A(a)$ – функция Ассе, при $a=0,5-4,0$; $A=0,51-0,18$

$$a^2 = \frac{8\pi\rho D_{12}^4}{(\varepsilon - 1)e^2}$$

p – давление газа, D_{12} – сумма радиуса иона и молекулы

Окончательный вариант подвижности ионов в теории Ланжевена нашел наилучшее соответствие с экспериментальными данными.

Теоретическое представление выражения для подвижности электронов осложняется тем, что зависимость дрейфовой скорости от напряженности электрического поля не является линейной.

На рис.4 изображены зависимости дрейфовой скорости u от отношения E/p для некоторых газов. Поэтому данные кривые можно аппроксимировать обычной зависимостью только на линейных участках:

$$u = KE$$

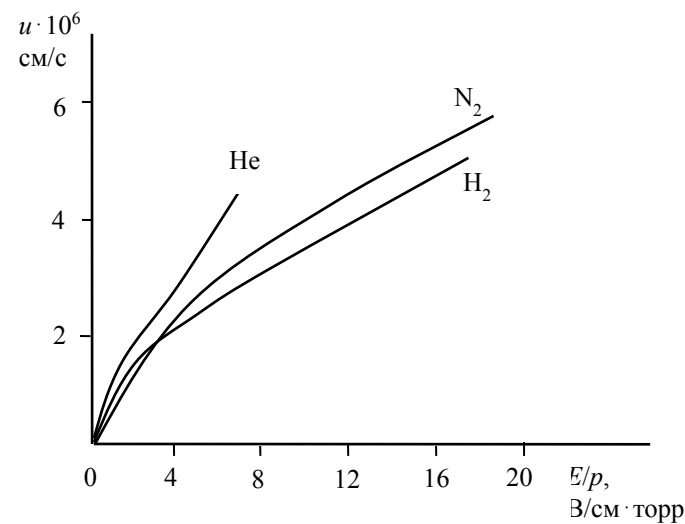


Рис.4

Выражение для подвижности электронов с учетом силы сопротивления движения электрону со стороны среды имеет вид:

$$K = \frac{e}{m \nu_m}$$

ν_m - эффективная частота столкновений электрона с нейтральными частицами.

Данная частота выражается через транспортное сечение σ_{tr} следующим образом:

$$\nu_m = n \nu \sigma_{tr}$$

Транспортное сечение для газов зависит от энергии электронов и измеряется экспериментально. В свою очередь средняя энергия электронов зависит от электрического поля. Ввиду этого, в общем случае подвижность является функцией от напряженности поля $K(E)$. Соответствие с экспериментальными данными дают расчеты для подвижности, основанные на решении кинетического уравнения для функции распределения электронов.