

зависимости сечения упругого рассеяния электронов на атоме или молекуле.

П. ионов, в отличие от П. электронов, в широком диапазоне изменения напряжённости электр. поля E практически от него не зависят. П. ионов в собственном газе определяется резонансной *перезарядкой иона* на атоме. При столкновении с нейтральной частицей ион обменивается с ней зарядом, а возникший ион начинает движение, перенос заряда имеет эстафетный характер (*Сена эффект*). П. ионов в собств. газе надёжно рассчитывают на основе асимптотич. теории резонансной перезарядки ионов. С учётом зависимости сечения резонансной перезарядки $\sigma_{рез}$ от скорости соударений ионов П. ионов определяется формулой

$$\mu_i = \frac{1300 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}}{N\sqrt{m_i T} \sigma_{рез}(2, 13v_T)}, \quad (3)$$

где m_i — масса иона, выраженная в единицах протонных масс, $v_T = \sqrt{2T/m_i}$ — ср. относит. скорость соударения, T — темп-ра. Поправки к выражению (3), учитывающие упругое рассеяние иона на атоме и поляризац. захват, при комнатной и более высокой темп-рах обычно не превышают 10—15%. В табл. 2 представлены значения П. ионов инертных газов и щелочных металлов в собств. газе, приведённые к атм. давлению.

Табл. 2.—Подвижность μ_i ионов инертных газов и щелочных металлов

Т, К	Газ				
	He	Ne	Ar	Kr	Xe
77	15,3	5,8	2,1	—	—
195	11,7	4,8	1,8	—	—
300	10,2	4,2	1,6	1,0	0,66
Т, К	Металлы				
	Na	K	Pb	Cs	
500	0,37	0,23	0,14	0,10	
1000	0,29	0,18	0,11	0,077	

Осн. вклад в П. иона в чужом газе вносит упругое рассеяние иона на нейтральной частице (атоме, молекуле), характер к-рого определяется поляризац. взаимодействием заряда иона с наведённым диполем нейтральной частицы. При этом величина μ_i выражается через поляризуемость нейтральной частицы α соотношением

$$\mu_i = \frac{7,3 \cdot 10^{20}}{N\sqrt{\alpha m}} \left(\frac{\text{см}^2}{\text{с}\cdot\text{В}} \right), \quad (4)$$

где m — приведённая масса иона и нейтральной частицы, выраженная в единицах протонных масс, α — поляризуемость нейтральной частицы в атомных единицах. Как следует из (4), П. ионов в чужом газе не зависит от T , что обусловлено обратной пропорц. зависимостью сечения упругого рассеяния при поляризац. взаимодействии $\sigma_{упр} \sim v_T^{-1}$. Поправки к (4), учитывающие вклад обменного взаимодействия иона с нейтральной частицей, обычно не превышают 10—20%.

П. ионов в растворах $U = Fu$, где F — *Фарадея постоянная*, u — скорость иона в см/с при напряжённости электр. поля 1 В/см. Величина U зависит от природы иона, темп-ры, диэлектрич. проницаемости и концентрации раствора.

Лит.: Смирнов Б. М., Ионы и возбужденные атомы в плазме, М., 1974; Елецкий А. В., Палкина Л. А., Смирнов Б. М., Явления переноса в слабоионизированной плазме, М., 1975; Мак-Даннелль И., Мэзон Э., Подвижность и диффузия ионов в газах, пер. с англ., М., 1976; Хаксли Л., Кромpton P., Диффузия и дрейф электронов в газах, пер. с англ., М., 1977. А. В. Елецкий.

ПОДВИЖНОСТЬ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА в электронных проводниках — отношение скорости направленного движения носителей заряда — *электронов проводимости* и *дырок* (дрейфовой скорости $v_{др}$), вызванного электр. полем, к напряжённости E этого поля:

$$\mu = v_{др}/E.$$

Дрейфовая скорость μ , следовательно, П. н. з. ограничиваются процессами их рассеяния, к-рое происходит на дефектах кристаллич. решётки (гл. обр. на примесных атомах), а также на тепловых *колебаниях кристаллической решётки* (испускающая или поглощающая *фонон*, электрон изменяет свой квазиимпульс, а следовательно и скорость $v_{др}$). Поэтому П. н. з. зависит от темп-ры T . С понижением T доминирующим становится рассеяние на заряж. дефектах, вероятность к-рого растёт с уменьшением энергии носителей.

Ср. дрейфовая скорость $v_{др} = eEt/m$, где m — *эффективная масса носителей*, e — их заряд, t — время релаксации импульса (транспортное время). Отсюда:

$$\mu = et/m.$$

Проводимость кристалла σ связана с П. н. з. соотношением

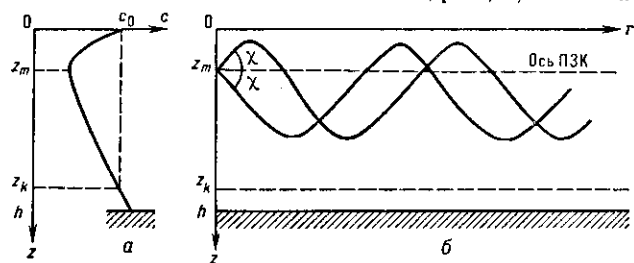
$$\sigma = ne\mu,$$

где n — концентрация носителей. Понятие П. н. з. играет важную роль при описании свойств *полупроводников* или др. проводников, в к-рых n зависит от T , т. к. позволяет разделить вклады в температурной зависимости $\sigma(T)$, возникающие из изменения n с темп-рой, и температурной зависимости вероятности *рассеяния носителей заряда*.

П. н. з. при $T = 300$ К варьируется в пределах от 10^5 до 10^{23} см²/В·с. В слабом электр. поле подвижность $\mu > 0$ как для электронов, так и для дырок, хотя направления их дрейфа противоположны. У разных типов носителей в одном и том же веществе μ различны, а в анизотропных кристаллах μ зависит от направления поля E относительно кристаллографич. осей. В сильных электр. полях ср. энергия электронов $\bar{\epsilon}$ превышает равновесную и растёт с ростом поля E . При этом μ , следовательно, μ также начинают зависеть от поля E (см. *Горячие электроны*).

Лит.: Блатт Ф. - Дж., Теория подвижности электронов в твердых телах, пер. с англ., М.—Л., 1963; Гантмахер В. Ф., Левинсон И. Б., Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках, М., 1984.

ПОДВОДНЫЙ ЗВУКОВОЙ КАНАЛ — природный *волновод акустический*, к-рый образуется в океане вследствие особого вида зависимости скорости звука от глубины. Скорость звука на нек-рой глубине, наз. осью П. з. к., достигает мин. значения. При отходе от оси вверх скорость звука растёт в основном из-за повышения темп-ры воды, при отходе вниз увеличивается из-за роста гидростатич. давления (ниже оси П. з. к. темп-ра близка к постоянной; рис., а). Осн. ха-



Подводный звуковой канал: а — типичная зависимость скорости звука от глубины; z_m — глубина оси канала, h — глубина океана, z_k — глубина, на к-рой скорость звука равна скорости звука у поверхности; б — лучевая картина распространения звука, когда источник звука расположен на глубине z_m .