

Лекция 1

Классификация элементарных процессов в плазме. Параметры плазмы.

Цель. Дать классификацию элементарных процессов и описать параметры плазмы

Одним из важных разделов физики плазмы является физика элементарных процессов, т.е. процессов, происходящих при столкновении молекул, атомов, ионов, электронов и фотонов. Состав плазмы, ее термодинамические, транспортные, оптические и другие свойства определяются, прежде всего, видами элементарных процессов, происходящих в плазменной системе, и их скоростями. Поэтому в большинстве случаев исследование тех или иных свойств плазмы начинается с анализа соответствующих элементарных процессов. Столкновения частиц могут носить упругий (без изменения внутреннего состояния частиц) или неупругий характер. Характерными примерами неупругих столкновений могут служить реакции ионизации и возбуждения атомов электронным ударом. При столкновении с атомом электрон, обладающий энергией $\geq I$ (I – потенциал ионизации атома), может передать связанному электрону энергию, достаточную, чтобы перейти в свободное состояние, т.е. происходит ионизация атома. Если энергия электрона будет меньше I , он может лишь возбудить атом, опять же при условии, что ее окажется достаточно, чтобы перекрыть разницу между энергетическими уровнями связанного электрона. Из этого примера видно, что в плазме может иметь место огромный спектр элементарных процессов. Столкновения одних и тех же сортов частиц могут давать различные исходы, они получили название каналов. Каждый канал (определенная реакция) характеризуется величиной, определяющей вероятность протекания этой реакции и получившей название сечения реакции. Таким образом, теоретическое описание элементарных процессов носит статистический характер.

Параметры и классификация плазмы

Плазмой называется квазинейтральный газ заряженных частиц. В наиболее распространенном случае плазма состоит из электронов и положительно заряженных ионов. В плазме также могут присутствовать и нейтральные атомы. Если их доля значительна, плазма называется частично (или не полностью) ионизованной. Если доля нейтральных атомов пренебрежимо мала, то плазму называют полностью ионизованной. Понятие квазинейтральности подробнее мы обсудим ниже, пока же достаточно сказать, что плазма квазинейтральна, если число положительных зарядов в ней примерно равно числу отрицательных, так что в среднем электрический заряд равен нулю.

Термин «плазма» был введен Ленгмюром и Тонксом в 1942 г. при исследовании процессов, протекающих в электронных лампах, наполненных ионизованным газом.

Зарождение современной физики плазмы относится к началу 50-х гг. 20-го века, когда была выдвинута идея создания термоядерного реактора на основе управляемых реакций синтеза, после того как в 1952 и 1953 гг. в США и СССР были проведены испытательные взрывы первых водородных бомб. Эти реакции рассмотрены в конце главы, где показано, что для их осуществления вещество с химическими элементами, вступающими в реакции синтеза, необходимо нагреть до температуры несколько сот миллионов градусов – поэтому эти реакции называют термоядерными. При столь высокой температуре любое вещество неизбежно превращается в плазму. Задача нагрева и удержания такой плазмы и явилась причиной быстрого роста научных исследований в области физики плазмы.

Другим стимулятором развития физики плазмы выступают астрофизические исследования. Нередко можно слышать, что 99% вещества во Вселенной находится в состоянии плазмы, звезды и их атмосферы, газовые туманности и значительная доля межзвездного газа представляют собой плазму. Нашу планету окружает плазма ионосферы, радиационных поясов и солнечного света.

В природе встречается не только электрон-ионная плазма. В полупроводниках вводят понятие электрон-дырочной плазмы, состоящей из свободных электронов и положительно заряженных «дырок».

В повседневной жизни наши встречи с плазмой ограничиваются всего несколькими примерами: вспышка молнии, мягкое свечение северного сияния, газ, нагретый до такой температуры, при которой кинетическая энергия движения частиц будет больше или хотя бы сравнима с энергией ионизации атома, при этом в результате межчастичных столкновений электроны срываются с атомных орбит и образуется смесь свободных электронов, ионов и нейтральных атомов.

Рассмотрим плазму с температурой T [K] (необходимо помнить, что часто температуру выражают в энергетических единицах эВ, $1\text{эВ} = 1,60 \cdot 10^{-12} \text{ эрг} = 11600^\circ \text{K}$), концентрация (число частиц в единице объема) которой равна n [см⁻³] частиц в кубическом сантиметре. При большой плотности n существенными становятся квантовые эффекты, тогда как относительно разреженная плазма может описываться классической теорией. Получим условие, когда плазма может считаться *классической*.

При температуре T длина волны де Бройля частиц плазмы примерно равна

$$\lambda_B \sim \frac{\hbar}{\sqrt{mk_B T}}, \quad (1.1)$$

где m – масса частиц, $\hbar = 4,14 \cdot 10^{-15} \text{ эВ} \cdot \text{сек}$ – постоянная Планка. Если λ_B мала по сравнению с межчастичным расстоянием $a = (3/(4\pi n))^{1/3}$ ($n = n_e + n_i$), то из волн де Бройля можно составить пакеты, размер которых будет мал по сравнению с a и которые будут двигаться квазиклассически. Эти пакеты отождествляются с частицами. Следовательно, условие квазиклассичности плазмы означает, что $\lambda_B \leq a$. С учетом соотношения (1.1) его можно записать в виде

$$k_B T \geq \frac{\hbar^2}{ma^2}. \quad (1.2)$$

Это неравенство нарушается раньше для электронов, чем для ионов, так как масса m входит в (1.2) в знаменатель.

Важной характеристикой плазмы является параметр неидеальности (или связи) Γ , равный отношению энергии взаимодействия частиц на среднем расстоянии к их кинетической энергии. Оценим грубо энергию электростатического взаимодействия W_E для классической плазмы и сравним ее со средней кинетической энергией частиц W_K . Последняя равна по порядку величины температуре плазмы, $W_K \sim k_B T$,

$$W_E \sim \frac{Z_1 Z_2 e^2}{a}, \quad (1.3)$$

где Z – кратности зарядов, тогда

$$\Gamma = Z_1 Z_2 e^2 / (a k_B T). \quad (1.4)$$

Если

$$\Gamma < 1, \quad (1.5)$$

то говорят об *идеальной* плазме. В идеальной плазме кулоновское взаимодействие частиц мало, и во многих задачах им можно вообще пренебречь. Термодинамические свойства такой плазмы мало отличаются от свойств идеального газа. Плазма, для которой выполнено неравенство, обратное (1.5), называется *неидеальной*.

Для квантовой (или вырожденной) плазмы, для которой не выполнено условие (1.2), критерий идеальности изменяется. Хотя выражение (1.3) для энергии электростатического взаимодействия сохраняет силу, кинетическая энергия частиц теперь

не равна температуре плазмы даже при абсолютном нуле температуры. Кинетическую энергию можно оценить, если заметить, что в одной точке не могут находиться более двух электронов (один со спином «вверх», другой со спином «вниз»). Поэтому при среднем расстоянии между частицами a получается, что каждый электрон заперт в ящик с размерами $\Delta x \approx a$. По принципу неопределенности, частица, локализованная в интервале Δx , должна иметь импульс $p \approx \hbar / \Delta x$ и, следовательно, должна иметь кинетическую энергию $W_k = p^2 / 2m$. Собирая все эти оценки вместе, находим, что

$$W_k \approx \frac{\hbar^2}{2ma^2}.$$

Эта величина по порядку величины совпадает с энергией Ферми вырожденного электронного газа. Условие идеальности $W_k \gg W_E$ для квантовой плазмы принимает вид

$$n \gg n_* = \left(\frac{mZ_1Z_2e^2}{\hbar^2} \right)^3 \quad (1.6)$$

Неравенства (1.2), (1.5) и (1.6) выделяют в плоскости переменных T, n четыре области (Рис.1.1). Это область классической идеальной плазмы (1), классической неидеальной плазмы (2), квантовой неидеальной (3) и идеальной (4) плазм. При грубой оценке для водородной плазмы ($Z = 1$) оказывается, что все четыре области имеют одну общую точку, в которой

$$n \sim n_* = \left(\frac{me^2}{\hbar^2} \right)^3 = a_B^{-3} = 6,75 \cdot 10^{24} \text{ cm}^{-3},$$

$$k_B T \sim k_B T_* = \frac{1}{2} e^2 n_*^{1/3} = \frac{me^4}{2\hbar^2} = Ry = 13.6 \text{ эВ},$$

где $a_B = \hbar^2 / me^2$ обозначает боровский радиус, а $Ry = me^4 / 2\hbar^2$ - энергию основного состояния в атоме водорода. В таблице 1.1 приведены некоторые типичные параметры плазм, встречающихся в природе.

Так как параметр связи зависит и от температуры и от плотности, то для фиксирования плотности вводится одноименный параметр плотности, равный отношению среднего межчастичного расстояния к радиусу Бора.

$$r_s = \frac{a}{a_B} \quad (1.17)$$

Большие значения параметра плотности соответствуют малым плотностям.

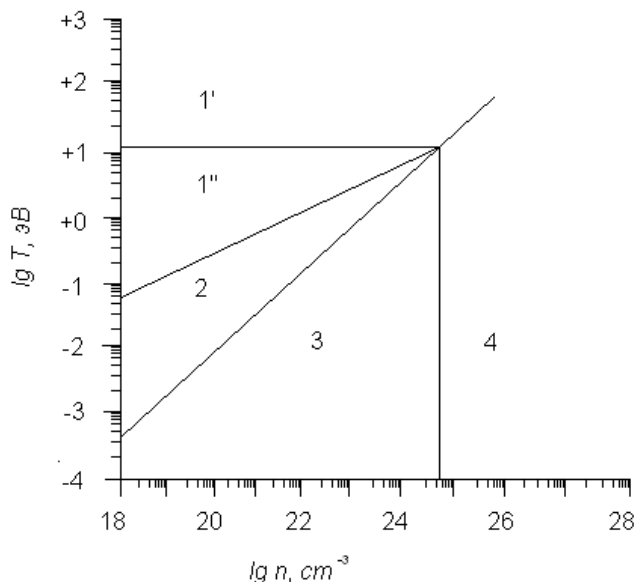


Рис. 1.1. Классификация плазмы: 1 - идеальная классическая плазма (1' - высокотемпературная, 1'' - низкотемпературная); 2 - неидеальная классическая плазма; 3 - неидеальная квантовая плазма; 4 - идеальная квантовая плазма

Иногда плазму подразделяют на *низкотемпературную* ($T < 10 \text{ эВ}$) и *высокотемпературную* ($T > 10 \text{ эВ}$). Хотя такое деление в значительной степени условно, оно отражает тот факт, что высокотемпературная водородная плазма является полностью ионизованной, тогда как в низкотемпературной плазме обычно важным является учет наличия нейтральных частиц.

Таблица 1.1

	n, cm^{-3}	$T, \text{эВ}$
Термоядерный реактор	10^{15}	10^4
Токамак	$10^{12} \div 10^{14}$	$100 \div 10^4$
Открытая ловушка	$10^{12} \div 10^{14}$	$10 \div 10^4$
Пинч	10^{16}	10^2
Газовый разряд	$10^6 \div 10^{12}$	2
Лазерная плазма	$10^{20} \div 10^{24}$	$10^2 \div 10^3$
Солнечная корона	10^6	200
Солнечная атмосфера	10^{14}	1
Ионосфера Земли	$10^5 \div 10^6$	0.1
Солнечный ветер	5	$10 \div 50$
Межзвездный газ	1	$0,01 \div 1$

Говоря о классификации плазмы, необходимо также отметить, что в физике плазмы сейчас различают газовое состояние плазмы, жидкостное и кристаллическое. Много исследований было проведено по изучению фазовых переходов в плазме. В 70-х и начале 80-х годов прошлого века появились работы, в которых на основе классической статистической механики с использованием численных методов решения соответствующих уравнений методом Монте-Карло исследовались свойства однокомпонентной (положительно заряженные ионы на однородном нейтрализующем фоне электронов) полностью ионизованной плазмы гелия при температуре около 10^8 K и плотности вещества 10^{29} см^{-3} . Такая плазма может существовать во внешних слоях нейтронных звезд и внутри белых карликов. Результаты компьютерного моделирования показали, что при больших значениях Γ ($\Gamma \approx 170$) энергетически более выгодным становится упорядоченное расположение ионов в «узлах» кристаллической решетки, около которых совершаются лишь незначительные колебания. При снижении Γ начинается «плавление» этого кристалла и при значениях, меньших 1, всякая упорядоченность исчезает. Возможности проверить эту теорию не было, т.к. достижимые в лабораторных условиях значения Γ были существенно меньше.

Поясним, почему нельзя достичь для Γ значений кристаллизации при охлаждении лабораторной плазмы. Пусть вначале мы имеем полностью ионизованную высокотемпературную плазму, ее структурные, термодинамические свойства очень близки к свойствам идеального газа, поэтому назовем ее газообразной плазмой. Затем при охлаждении замечаем, что свойства начинают меняться: во внутренней структуре появляются упорядоченности ближнего порядка, характерные для жидкости, растут отклонения термодинамических функций от идеального газовых, и конечно, меняется состав плазмы, часть ионов и электронов рекомбинирует, образуя атомы (см. Главу 2). При дальнейшем охлаждении, не доходя до температуры кристаллизации, плазма перестает быть плазмой, поскольку, при таких температурах все электроны переходят в связанное состояние.

Таким образом, единственным способом достичь кристаллизации в обычной плазме, состоящей из ионов и электронов, является увеличение плотности высокотемпературной плазмы. Однако, как уже отмечалось, достичь необходимой плотности вещества пока не удастся. Забегая вперед, скажем, что в Главе 8 говорится об открытии плазменного кристалла в так называемой пылевой плазме.

Литература:

1. Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982.
2. Митчнер М., Кругер Ч. Частично ионизованные газы. М.: Мир. 1976.
3. Гиршфельдер Д., Кертисс Ч., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей. М.: ИЛ. 1961.
4. Смирнов Б.М. Физика слабоионизованного газа. М.: Наука, 1978.
5. Мэзон Е., Вандерслайс Дж. Атомные и молекулярные процессы. п.р. Бейтса. М.:Мир, 1964.
6. Месси Г., Бархоп Е. Электронные и ионные столкновения. М., 1971.
7. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.. Квантовая механика. М.: Наука, 1974.
8. Смирнов Б.М. Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме. М.: Атомизд., 1968.
9. Эбелинг В., Крефт В., Кремп Д. Теория связанных состояний и ионизационного равновесия в плазме и твердом теле 1979г., с.50-52.