УДК 533.9

О ВЫБОРЕ ВЕРХНЕГО ПРЕДЕЛА В ИНТЕГРАЛЕ СТОЛКНОВЕНИЙ ДЛЯ КУЛОНОВСКИХ ЧАСТИЦ

С. А. Майоров

В работе рассмотрена проблема выбора параметра обрезания кулоновского взаимодействия для различных физических систем – классической кулоновской и ионной плазмы, пылевой плазмы, компенсированных полупроводников, звездных систем, плазмы многозарядных ионов и кластеров в сильном лазерном поле.

Представленные в работе [1] результаты компьютерного моделирования столкновений в плазме вызвали оживленную дискуссию, в результате которой появилось еще некоторое количество мнений по этому вопросу. Поскольку в результате не появилось единой позиции, а актуальность задачи о выборе верхнего предела интегрирования только увеличилась в связи с новыми приложениями, то имеется необходимость в рассмотрении общих подходов к решению этой задачи.

Вопрос о частоте кулоновских столкновений в плазме, начиная с работ Ленгмюра [2], привлекал внимание многих исследователей и имеет богатую историю. Современная теория столкновений в идеальной плазме основывается на работе Ландау [3], в которой интеграл столкновений Больцмана для кулоновской системы упрощается путем разложения по малому параметру энергии взаимодействия частиц. Расходимость получаемого интеграла столкновений устранялась путем ограничения верхнего предела интегрирования по прицельному параметру дебаевским радиусом. Обоснованность обрезания кулоновских сечений на дебаевском радиусе мотивируется эффектом экранирования в плазме и слабой логарифмической зависимостью частоты столкновений от радиуса обрезания. Подход к учету кулоновских столкновений, предложенный Балеску и Ленардом, основывается на понятии динамической поляризуемости плазмы. Но при этом значение диэлектрической проницаемости в области малых волновых чисел соответствует обрезанию на дебаевском радиусе. Таким образом, вводится эффективный радиус взаимодействия и процедура обрезания в неявном виде сохраняется.

На основе полученных в вычислительных экспериментах результатов можно говорить о большем, чем это обычно принято, значении для анализа процессов в плазме межчастичного расстояния между ионами. Этот факт уже отмечался в работе [4], где исследовалось затухание автокорреляционных функций микрополя. Недооценка этой характерной длины традиционно идет от кинетических теорий, построенных для газов – систем с короткодействующим потенциалом. В кинетической теории для газов расстояние между частицами не играет никакой роли: имеет значение лишь размер атома и длина свободного пробега. А в плазме эта длина определяет характерный размер неоднородности электрического поля. Другая характерная длина в плазме, дебаевский радиус экранирования, часто подменяет среднее межчастичное расстояние. Поэтому изучение столкновений актуально не только с практической целью уточнения кинетических коэффициентов, но важно и для прояснения физической сущности кинетических теорий.

Подход Власова [5] позволяет естественным образом избежать проблемы расходимости, но его уравнение имеет дело с усредненной плотностью заряда, тем самым вводится масштаб пространственного усреднения, больший среднего межчастичного расстояния. При критике подхода на основе уравнения Больцмана для анализа плазмы Власов утверждает, что для плазмы учет последовательных парных взаимодействий совершенно не отражает реальности из-за невыполнимости условий парности столкновений. В то же время, отмечая, что в интеграле столкновений Больцмана надо учитывать столкновения с прицельным параметром до значений порядка половины межчастичного, он пишет, что существенную роль должны играть силы взаимодействия на расстояниях, больших расстояния между частицами, и действие этих сил не может быть учтено обычной схемой кинетического уравнения. Противоречия здесь нет. Это означает лишь то, что учет далеких взаимодействий надо проводить не по бинарной теории.

В работах Персико, Ленгмюра, Ландау, Давыдова, Дрювестейна, Спитцера и др. (обзор см. в [5]) исследовались столкновения в плазме, и в большинстве случаев при расчете частоты столкновений в качестве верхнего значения параметра обрезания предлагалось использовать радиус Дебая. Среднее межчастичное расстояние в качестве параметра обрезания выбирали Давыдов, Коулинг и Чандрасекар, который исследовал динамику звезд, где эффекта экранирования нет. Чандрасекар полагал, что расходимость возникает из-за неправильного применения решения задачи двух тел для описания далеких пролетов и радиус обрезания должен быть несколько больше среднего межчастичного расстояния. В настоящее время, следуя работам Ленгмюра, Ландау, Спитцера и др., в качестве верхнего предела обрезания используется дебаевский радиус. Борьба мнений здесь сосредоточена вокруг принципиально важных вопросов: 1) насколько правильно с помощью парных столкновений можно учесть множественность и немгновенность столкновений в плазме; 2) насколько важны далекие столкновения. Сторонники критического отношения к попыткам использования интеграла столкновений Больцмана для описания плазмы (Власов, Чандрасекар, Кога и др.) говорят о возможности учета столкновений в бинарном приближении только для прицельных параметров, меньших среднего межчастичного расстояния. С другой стороны, учитывая столкновения с прицельными параметрами до величины дебаевского радиуса, делается попытка учета далеких столкновений, которые безусловно важны. Но пока нет системы макроскопических уравнений, удовлетворительно описывающих динамику плазмы во всех режимах, то различные подходы – это методы, разрабатываемые для решения конкретной задачи и не имеющие общности [6].

Н. Н. Боголюбов в предисловии к работе [7] пишет, что в уравнении Больцмана имеется внутреннее противоречие. С одной стороны, делается предположение о стохастичности (гипотеза хаоса – Stosszahlansatz), при котором движение молекул трактуется как случайный процесс и вводится в рассмотрение статистический механизм бинарных соударений. С другой стороны, входящие в уравнение сечения получаются из решения уравнений динамики. В наибольшей мере это противоречие должно проявляться в системе из частиц с дальнодействующим потенциалом – плазме. Можно предположить, что причиной расходимости является нарушение критериев применимости уравнения Больцмана. В этом случае для устранения расходимости нет необходимости в привлечении эффекта экранирования.

Кога [6] развивает подход к устранению расходимости интеграла столкновений, основанный на выделении у каждой частицы ближайших соседей и учета взаимодействия с ними. Его трактовка причины расходимости интеграла столкновений Больцмана для плазмы представляется достаточно убедительной. Но представлены только качественные соображения, не подтвержденные какими-либо расчетами.

Вопрос о влиянии эффекта дебаевского экранирования возникает при исследовании практически важной задачи определения длины рассеяния в структурах без экранирования, например, в компенсированных полупроводниках. Ведь иногда утверждается, что без экранирования длина свободного пробега равна нулю [8]. В то же время ясно, что это не так, ведь среднее поле, вычисленное Хольцмарком для системы случайно расположенных в пространстве тел, взаимодействующих по закону Кулона, является конечной величиной.

Работа [9], опубликованная В.И. Коганом в 1960 году, содержала попытку устранить указанные противоречия путем прямого расчета влияния микрополя (см. также [10]). Полученный им результат интересен для понимания природы расходимости кулоновских столкновений и имеет некоторые важные приложения [11]. В упомянутой дискуссии ([12], см. также [13]) прозвучала мысль, что "физически прозрачная работа [8] ввиду достаточного объема заложенной в ней исходной информации имеет не меньше оснований считаться анализом из первопринципов, чем компьютерное моделирование [6]". Все это приводит к необходимости дополнительного анализа работы [9].

Исходная задача в [9] – это рассеяние пробной частицы с массой, зарядом и скоростью m_0, q_0, v_0 в газе из N полевых частиц с массой и зарядом m_1, q_1, беспорядочно распределенных по объему V и имеющих максвелловское распределение по скоростям с наивероятнейшей скоростью v_1. Полагалось также, что полевые частицы движутся по прямолинейным траекториям. Показано, что квадрат поперечного приращения импульса пробной частицы пропорционален корреляции электрического поля в моменты времени t и $t+\tau$:

$$\langle(\Delta p_\perp)^2\rangle = 2q_0^2\int\limits_0^{\Delta t}(\Delta t-\tau)\langle E_\perp(t)E_\perp(t+\tau)\rangle d\tau. \tag{1}$$

Здесь угловые скобки означают статистическое усреднение, $E_\perp(t)$ – проекция мгновенной напряженности микрополя на плоскость, нормальную к скорости пробной частицы. Корреляции микрополя в (1) в силу независимости частиц равны

$$\langle E_\perp(t)E_\perp(t+\tau)\rangle = \langle\sum_{i,k=1}^{n} E_{i\perp}(t)E_{k\perp}(t+\tau)\rangle = N\langle E_{1\perp}(t)E_{1\perp}(t+\tau)\rangle, \tag{2}$$

и выражаются через коэффициент корреляции

$$K_{1\perp} \equiv \langle E_{1\perp}(t)E_{1\perp}(t+\tau)\rangle = \int\int E_{1\perp}(t)E_{1\perp}(t+\tau)f(v)dvdr_0/V, \tag{3}$$

где N – число полевых частиц, $E_{1\perp}(t)$ – поле одной (любой) полевой частицы в месте нахождения пробной, усреднение в (2) проводится по максвелловскому распределению полевых частиц $f(v)$ и объему V.

Вычисление коэффициента корреляции дает следующий результат:

$$K_{1\perp} = \frac{4\pi q_1^2}{\tau V v_0}\left[\frac{v_1}{\sqrt{\pi}v_0}\exp\left(-\frac{v_0^2}{v_1^2}\right)+\left(1-\frac{v_1^2}{2v_0^2}\right)erf\left(\frac{v_0}{v_1}\right)\right]. \tag{4}$$

Очевидно, что подстановка (4) в (2) и (1) приводит к бесконечному значению приращения поперечного импульса за любой конечный промежуток времени Δt. Таким образом, строгое рассмотрение в рамках исходных предположений приводит ко вполне ожидаемому результату – бесконечности. Если же в качестве нижнего предела интегрирования в (1) выбрать некоторую величину τ_{min}, то получаем:

$$\langle(\Delta p_\perp)^2\rangle = \frac{8\pi q_0^2 q_1^2 N}{v_0 V}\left[\frac{v_1}{\sqrt{\pi}v_0}\exp\left(-\frac{v_0^2}{v_1^2}\right) + \left(1 - \frac{v_1^2}{2v_0^2}\right) erf\left(\frac{v_0}{v_1}\right)\right]\Delta t \ln\frac{\Delta t}{\tau_{min}}. \quad (5)$$

В предельном случае неподвижных полевых частиц $v_1 = 0$ получается

$$\langle(\Delta p_\perp)^2\rangle = \frac{8\pi q_0^2 q_1^2 N}{v_0 V}\Delta t \ln\frac{\Delta t}{\tau_{min}}, \quad (6)$$

а в предельном случае неподвижной пробной частицы $v_0 = 0$ получается

$$\langle(\Delta p_\perp)^2\rangle = \frac{32 q_0^2 q_1^2 N}{3\sqrt{\pi}v_1 V}\Delta t \ln\frac{\Delta t}{\tau_{min}}. \quad (7)$$

С точностью до вида логарифма выражения (6) и (7) совпадают с известными формулами для эффективных частот столкновений [14, 15]. В работе [9] в качестве параметра обрезания выбрано время сильного столкновения (называемое также временем, "при котором еще невелико искривление траектории")

$$\tau_{min} = \tau_{st} \equiv \frac{q_0 q_1 (m_0 + m_1)}{m_0 m_1 v_{01}^3}, \quad (8)$$

где $v_{01} \equiv \langle|v_0 - v|\rangle$. В этом случае выражение (7) совпадает со строгим результатом, полученным другим способом для соответствующего случая неподвижных полевых частиц в [10].

В работе [9] не представлено аргументов в пользу выбора τ_{st} в качестве нижнего предела интегрирования в выражении (1). Аналогия с корректным обрезанием прицельных параметров на соответствующей длине Ландау, которая приводит к точному ответу при вычислении вклада от близких столкновений, явно не проходит из-за различия физического смысла времени между корреляциями при вычислении интегралов (3) и временем сильного соударения. При любом ненулевом значении параметра обрезания убираются корреляции между близкими по времени точками для всех траекторий – как проходящих вблизи пробной частицы, так и для далеких пролетов. Для далеких пролетов при таком "обрезании" устраняются корреляции между полями в близкие моменты времени (из-за спадающего характера зависимости от τ они дают наибольший вклад в интеграл).

Логически правильнее было бы удаление из интегрирования близких траекторий (т.е. интегрирование по прицельным параметрам) или модификация потенциала взаимодействия на близких расстояниях. Но в этих случаях коэффициент корреляции зависит от частицы и равенство (2) неверно. На эту тему можно привести различные качественные соображения, в частности, такое. Если в качестве нижнего предела выбрать время, которое пробная частица за рассматриваемый промежуток времени проводит в области непрямолинейности траектории

$$\tau_{min} = \tau_{\Delta st} \equiv \Delta t \frac{r_0^3}{r_1^3}, \tag{9}$$

где $r_0 \equiv \dfrac{q_0 q_1 (m_0 + m_1)}{m_0 m_1 v_{01}^2}$, $r_i \equiv (V/N)^{1/3}$, то получаем значение кулоновского логарифма, в котором в качестве верхнего предела интегрирования использовано межчастичное расстояние.

Естественно, что флуктуации средней плотности полевых частиц приводят к дополнительному влиянию на частоту столкновений. Рассмотрим пример, когда влияние флуктуации велико [11]. В экспериментах по исследованию плазмы, образуемой фокусировкой сверхмощных и сверхкоротких импульсов лазерного излучения в газе, происходит сверхбыстрая фотоионизация газа. Периодичность движения электронов в сильном лазерном поле и малый размер пятна фокусировки могут менять характер электрон-ионных столкновений. Рассмотрим следующую модель. Пусть в начальный момент имеется полностью ионизованная плазма с плотностью ионов N, и электронов $Ne = zN$, ze – заряд ионов, $-e$ – заряд электрона. Температуру ионов будем считать равной первоначальной температуре атомов, которая близка к комнатной температуре, а начальное распределение электронов будем полагать максвелловским с некоторой температурой T_e, определяемой превышением поглощенной энергии квантов над потенциалом ионизации. Рассмотрим процесс воздействия на плазму электрического поля плоско поляризованной волны $\mathbf{E}(t) = (E_x, 0, 0)$, где

$$E_x(t) = E_0 \cos \omega t. \tag{10}$$

При отсутствии столкновений скорость и координаты электрона будут равны:

$$\mathbf{v}(t) = \mathbf{v}(0) + \mathbf{v}_E \sin \omega t,$$

$$\mathbf{r}(t) = \mathbf{r}(0) + \mathbf{v}(0)t + \mathbf{r}_E \cos\omega t,$$

где векторы $\mathbf{v}_E = -e\mathbf{E}_0/m\omega$, $\mathbf{r}_E = e\mathbf{E}_0/m\omega^2$ определяют скорость и амплитуду осцилляций, $\mathbf{E}_0 = \mathbf{E}(0)$. Электрон-ионные столкновения приводят к хаотизации направленного движения во внешнем электрическом поле (1). Если скорость осцилляции электронов V_E значительно больше их тепловой скорости $V_T = \sqrt{T/m}$, то частота столкновений электронов с ионами равна [16]:

$$\nu = \frac{16ze^4N_e}{m^2V_E^3}\left(1 + \ln\frac{V_E}{2V_T}\right)\ln\frac{k_{max}}{k_{min}}. \tag{11}$$

Мощность столкновительного нагрева электронов в этом случае определена в работе [16] и равна:

$$W = \frac{8z^2e^4N_eN_i}{mV_E}\left(1 + \ln\frac{V_E}{2V_T}\right)\ln\frac{k_{max}}{k_{min}}. \tag{12}$$

Согласно [16], значения k_{min} и k_{max} определяются обратным дебаевским радиусом и минимальным прицельным параметром, определяемым из условия применимости классической механики или теории возмущений для частицы, имеющей скорость V_E. Кулоновский логарифм определяется следующим равенством:

$$\Lambda = \ln\frac{k_{max}}{k_{min}} = \ln\frac{r_D}{\rho_{min}}. \tag{13}$$

Логарифм отношения скорости осцилляции к тепловой скорости в (11) возник из-за расходимости частоты столкновений при обращении скорости направленного движения в ноль и обрезания столкновений со скоростями меньше тепловой. В случае круговой поляризации поля модуль скорости постоянен и такой логарифм не возникает [16]. В работах [17] для мощности столкновительного нагрева в сильном поле плоской волны получено похожее выражение:

$$W = \frac{8z^2e^4N_eN_i}{mV_E}\ln\frac{V_E}{V_T}\ln\frac{k_{max}V_T}{\omega}, \tag{14}$$

где значение k_{max} определяется из условия применимости классической механики $k_{max} = mV_T/\hbar$.

В работе [18] для мощности столкновительного нагрева в сильном поле плоской волны получено приближение, в котором частота столкновений умножается на фактор, учитывающий отличие осцилляторной скорости от тепловой:

$$W = \frac{e^2 E_0^2}{2m\omega^2}\nu, \qquad (15a)$$

$$\nu = \nu_{ei}\left(1 + \frac{V_E^2}{3V_T^2}\right)^{-3/2}, \qquad (15б)$$

$$\nu_{ei} = \frac{4\sqrt{2\pi} z e^4 N_e}{3\sqrt{m} T^{3/2}}\Lambda, \qquad (15в)$$

где Λ – обычное для плазмы значение кулоновского логарифма.

При воздействии на плазму электрического поля волны с круговой поляризацией $\mathbf{E}(t) = (E_x, E_y, 0)$, где $E_x(t) = \frac{\sqrt{2}}{2}E_0\cos\omega t$, $E_y(t) = -\frac{\sqrt{2}}{2}E_0\sin\omega t$, в отсутствие столкновений электроны будут двигаться по окружности радиуса $r_E/\sqrt{2}$ с постоянной скоростью $V_E/\sqrt{2}$. В приближении мгновенных парных столкновений учитывается взаимодействие электронов с неподвижным ионом и не учитывается их взаимодействие между собой [19]. Тогда средняя сила "трения", действующая на электрон со стороны ионов, имеющих прицельный параметр меньше ρ_{max}, равна [19]:

$$F = \frac{4\pi z^2 e^4 N_i}{mV^2}\Lambda,$$

где кулоновский логарифм $\Lambda = \ln\frac{\sqrt{\rho_\perp^2 + \rho_{max}^2}}{\rho_\perp} \approx \ln\frac{\rho_{max}}{\rho_\perp}$, $\rho_\perp = ze^2/mV^2$ – значение прицельного параметра, при котором частица отклоняется на прямой угол. Отметим, что $\rho_\perp$ здесь не является нижним пределом обрезания, т.к. учитываются все столкновения с $\rho < \rho_{max}$. Мощность столкновительного нагрева электронов получается умножением силы "трения" на скорость $V_E/\sqrt{2}$ и плотность электронов:

$$W = \frac{4\sqrt{2}\pi z^2 e^4 N_e N_i}{mV_E}\Lambda. \qquad (19)$$

Аппроксимация кулоновского логарифма. Кулоновский логарифм Λ определяется через верхнюю и нижнюю границы прицельных параметров, учитываемых в интеграле столкновений Ландау [3], следующим образом: $\Lambda = \ln\rho_{max}/\rho_{min}$. При учете всех возможных прицельных параметров $0 < \rho < +\infty$ частота кулоновских столкновений логарифмически расходится как из-за близких, так и из-за далеких столкновений. Расходимость на нижнем пределе обусловлена нарушением предела применимости линейного разложения интеграла столкновений для близких соударений и устраняется следующим выбором минимального прицельного параметра:

$$\rho_{min} = 1/k_{max} = \rho_{\perp} = ze^2/mV^2, \tag{20}$$

что соответствует точному решению. Для больших температур, когда $\rho_{\perp}$ становится меньше длины волны де Бройля $\lambda = h/mv$, используется квантовый предел $\rho_{min} = \lambda/4\pi$ (наиболее подробное изложение см. в [10]). Устранение расходимости на верхнем пределе также производится путем выбора конечного значения ρ_{max}, отвечающего физически разумному механизму устранения далеких столкновений. Однако, сам выбор ρ_{max} не очевиден. Первоначально, большинство авторов полагало необходимым в качестве верхнего предела интегрирования использовать межчастичное расстояние:

$$\rho_{max} = N_i^{-1/3},$$

но после вывода Ландау кинетического уравнения для плазмы общепринято использование радиуса Дебая: $\rho_{max} = r_D = (T_e/4\pi e^2 N_e)^{1/2}$.

Для кулоновского логарифма в плазме часто используется аппроксимация [20]:

$$\Lambda = 23.4 - (1/2)\ln N_e + (3/2)\ln T_e, \text{ при } T_e < 50\,эВ,$$

$$\Lambda = 25.3 - (1/2)\ln N_e + \ln T_e, \text{ при } T_e > 50\,эВ,$$

которая совпадает с предложенной Л. Спитцером [15] только в случае однозарядных ионов. Пренебрежение зависимостью от заряда ионов z оправдано для горячей плазмы ионов с небольшим зарядом ионов. В случае же холодной многозарядной плазмы с $z >> 1$, представляющей интерес для рентгеновских лазеров, отличие заряда ионов от единицы может приводить к существенному уменьшению кулоновского логарифма. Поэтому, для плазмы многозарядных ионов при оценке электрон-ионных столкновений следует полагать значение кулоновского логарифма равным:

$$\Lambda_z = 23.4 - (1/2)\ln N_e + (3/2)\ln T_e - \ln z, \text{ при } T_e < 50z^2\,эВ, \tag{21}$$

$$\Lambda_z = 25.3 - (1/2)\ln N_e + \ln T_e - \ln z, \text{ при } T_e > 50z^2\,эВ.$$

Иногда используется выражение для кулоновского логарифма $\Lambda = (1/2)\ln(1+9/4\pi\delta)$ через показатель неидеальности $\delta = (z+1)z^3e^6N_e/T_e^3 = 2e^6N_e/T_e^3$ при $z = 1$. Эта аппроксимация получена при учете экранирования как электронами, так и ионами, что справедливо только для плазмы частиц с близкими массами положительно и отрицательно заряженных частиц (электрон-позитронная, ионная плазма). Именно эта аппроксимация использовалась в работе [13] для анализа полученных в [1] результатов численного моделирования кулоновских столкновений электронов с бесконечно тяжелыми ионами. В результате было занижено полученное в расчетах [1] отклонение от теории. Следует отметить, что использованная в [1] методика численного моделирования, примененная для моделирования прямолинейно движущихся частиц, привела к результатам, точно совпадающим с аналитическими результатами [9, 10]. Следовательно, численные результаты [1] связаны не с методикой моделирования, как полагается в [13], а с немгновенным и множественным характером кулоновских столкновений.

Общепринято, что дебаевский радиус задает максимальный размер флуктуации плотности заряда в плазме из-за экранирования электронами флуктуации большего размера. Поскольку рассеяние электронов происходит на флуктуациях заряда, то именно дебаевский радиус является естественным верхним пределом прицельных параметров для кулоновских столкновений в плазме. Но при наличии внешней силы, обеспечивающей прямолинейное движение частиц с амплитудой, большей дебаевского радиуса, ситуация меняется. Флуктуации плотности ионов и навязанная внешней силой большая амплитуда колебаний электронов могут менять характеристики столкновений.

Рассмотрим флуктуации плотности атомов в газе. Флуктуации плотности атомов ограничиваются из-за столкновений частиц. Величина флуктуации в реальном газе начинает отличаться от флуктуации в идеальном газе, начиная с размеров порядка длины свободного пробега атомов $\lambda_a = 1/\sigma_a N_a$, где $\sigma_a = \pi d_a^2$ – газокинетическое сечение, N_a – плотность атомов, d_a – диаметр атома. Характерное время релаксации τ_a флуктуаций в газе с температурой T_a и массой атомов M определяется тепловой скоростью атомов (скоростью звука) $c_s = (\gamma T_a/m_a)^{1/2}$, где $\gamma = 5/3$ – показатель адиабаты идеального газа:

$$\tau_a = \lambda_a/c_s = 1/\sigma_a N_a c_s.$$

Характерное время τ_{ai} релаксации газовых флуктуаций плотности размера λ_a в плазме с температурой электронов T_e и зарядом ионов z определяется тепловой энергией, приходящейся на один ион. Оно имеет величину порядка $\tau_{ai} = \lambda_a/c_{pl} = 1/\sigma_a N_a c_{pl}$, где среднемассовая скорость звука в плазме $c_{pl} = [\gamma(T_a + zT_e)/(M + zm)]^{1/2}$. За время действия сверхсильного и сверхкороткого лазерного импульса длительностью τ_{las} флуктуации плотности атомов в газе могут не успеть релаксировать ни за счет теплового движения атомов, ни за счет плазменных колебаний, т.к. обычно в экспериментах выполнено условие:

$$\tau_{las} << \tau_{ai} << \tau_a.$$

Таким образом, флуктуации плотности атомов в газе после сверхбыстрой фотоионизации становятся флуктуациями плотности ионов. При прямолинейном движении электронов под действием внешней силы (электрического поля лазерного излучения) влияние этих флуктуаций не будет экранировано. Эти флуктуации плотности ионов во время действия лазерного импульса могут увеличивать частоту электрон-ионных столкновений, если они значительно больше плазменных флуктуаций пространственного заряда (радиуса Дебая).

Сила динамического трения при прямолинейном движении пробной частицы с постоянной скоростью среди неподвижных полевых частиц логарифмически зависит от времени Δt, прошедшего с начала движения [9, 10]:

$$F = \frac{4\pi z^2 e^4 N_i}{mV^2} \ln \frac{\Delta t}{\tau_{min}},$$

где величина τ_{min} определяется, как обычно, из условия применимости теории возмущений. Если прямолинейность движения обеспечивает внешняя сила, то частота столкновений будет определяться именно длиной участка прямолинейности движения. Радиус Дебая в этом случае не ограничивает действие кулоновских сил и не является верхним пределом возможных прицельных параметров. Поэтому, при учете движения в сильном поле (10), будем определять область возможных прицельных параметров, исходя из длины участка прямолинейности и среднего по полупериоду колебания значения квадрата скорости:

$$\rho_{max} = 2r_E = 2eE_0/m\omega^2, \ \rho_{min} = 2ze^2/mV_E^2. \tag{22}$$

Кулоновский логарифм в этом случае определяется только частотой и напряженностью поля (10). Обозначив его Λ_E, получаем

$$\Lambda_E = \ln \rho_{max}/\rho_{min} = \ln(eE_0^3/zm^2\omega^4). \tag{23}$$

Мощность столкновительного нагрева электронов можно оценить, как произведение силы динамического трения на скорость и на плотность электронов:

$$W = \frac{16z^2e^4N_eN_i}{mV_E} \ln \frac{eE_0^3}{zm^2\omega^4}. \tag{24}$$

При вычислении силы трения использовалось значение средней по полупериоду лазерного поля скорости $\langle V \rangle = V_E/\sqrt{2}$. Результаты компьютерного моделирования [21] показали хорошее совпадение именно с формулой (24), а не с аппроксимациями (12), (14) или (15).

Таким образом, влияние флуктуации плотности газа и периодичность (недиффузионность) столкновений при движении электрона в поле приводят к изменению столкновительных характеристик плазмы, образуемой сверхмощным и сверхкоротким лазерным излучением в газе.

В известных формулах для кинетических коэффициентов, использующих частоту столкновения частиц в плазме, следует более тщательно относиться к определению значения кулоновского логарифма. Как показывает проведенное рассмотрение, в качестве верхнего предела помимо дебаевского радиуса при определенных условиях могут выступать другие характеристики кулоновской системы. Отметим также работу [22], в которой утверждается, что для идеальной плазмы из-за множественного характера столкновений происходит уменьшение вклада близких столкновений, так что кулоновский логарифм уменьшается примерно в два раза. Однако этот результат не находит пока подтверждения ни в численных, ни в натурных экспериментах и требуются дополнительные исследования для получения окончательного ответа.

Автор выражает благодарность коллегам в Институте общей физики им. А. М. Прохорова РАН за интерес к работе, и особенно В. И. Когану, А. А. Рухадзе и С. И. Яковленко за дискуссии. Автор благодарит также Российский фонд фундаментальных исследований (проект 02-02-16439) за финансовую поддержку работы.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Майоров С. А. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 9-10, 99 (1997).

[2] Langmuire L. Proc. Nat. Acad., **14**, 627 (1928).

[3] Ландау Л. Д. ЖЭТФ, **7**, 203 (1937); Phys. Z. der Sow. Union, **10**, 154 (1936).

[4] Майоров С. А., Ткачев А. Н., Яковленко С. И. ДАН СССР, **290**, N 1, 106 (1988).

[5] Власов А. А. Теория многих частиц. М.-Л., ГИТТЛ, 1950.

[6] Кога Т. Введение в кинетическую теорию стохастических процессов в газах. М., Наука, 1983.

[7] Боголюбов Н. Н. Проблемы динамической теории в статистической физике. М., Гостехиздат, 1946.

[8] Форрестер А. Т. Интенсивные ионные пучки. М., Мир, 1992.
[9] Коган В. И. ДАН СССР, **135**, N 6, 1374 (1960).
[10] Сивухин Д. В. Вопросы теории плазмы, вып. 4, М., Госатомиздат, 1964.
[11] Майоров С. А. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 7, 25 (1999); Физика плазмы, **27**, N 4, 2001.
[12] Коган В. И. Частное сообщение, 1997.
[13] Яковленко С. И. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 7, 30 (1998).
[14] Cohen R. S., Spitzer L., Routly P. Phys. Rev., **80**, N 2, 230 (1950).
[15] Спитцер Л. Физика полностью ионизованного газа. М., ИЛ, 1957.
[16] Силин В. П. ЖЭТФ, **47**, 2254 (1964).
[17] Jones R. D. and Lee K. Phys. Fluids., **25**(12), 2307 (1982).
[18] Shiessinger L. and Wright J. Phys. Rev. A, **20**, N 5, 1934 (1979).
[19] Трубников Б. А. В сб. Вопросы теории плазмы, вып. 1, М., Госатомиздат, 1963.
[20] Брагинский С. И. В сб. Вопросы теории плазмы, т. 1, М., Госатомиздат, с.183, 1963.
[21] Костюков И. Ю. Письма в ЖЭТФ, **73**, вып. 7, 8, 438 (2001).
[22] Гордиенко С. Н. Физика плазмы, **26**, N 6, 556 (2000).

Институт общей физики
им. А. М. Прохорова РАН

Поступила в редакцию 6 февраля 2004 г.