

УДК 533.95

Когерентные эффекты при столкновениях электронов с ионами в поле сильного лазерного излучения

А. А. Балакин, Г. М. Фрайман

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

Рассмотрены процессы электрон-ионных столкновений в плазме в сильных полях. Изложены основные соображения в пользу определяющей роли ближних столкновений в таких режимах. Показано, что задача рассеяния определяется двумя параметрами. Численно и аналитически демонстрируются эффекты, обусловленные фокусирующими свойствами кулоновского потенциала и, главное, тому факту, что при многократных осцилляциях в окрестности иона электрон успевает существенно изменить свой прицельный параметр и, следовательно, рассеивается гораздо эффективнее. Показано, что в сильных полях эффект "кулоновского логарифма" отсутствует. Получены оценки для эффективного сечения столкновений, показывающие, что учет фокусирующих свойств кулоновского потенциала приводит к большим сечениям, чем это считалось ранее и, в частности, джоулевы потери в плазме не уменьшаются с ростом поля. Обсуждаются условия экспериментального наблюдения предсказанных эффектов.

Вопрос об эффективности столкновений электронов с ионами в плазме в присутствии сильного электромагнитного излучения является одним из ключевых вопросов теории плазмы. Существовавшие до настоящего времени представления [1—5] фактически базировались на простой идее, что основной вклад в интеграл столкновений и, следовательно, в сечения, энергообмен, генерацию гармоник и т. д., дают дальние столкновения. То есть явно или неявно полагалось, что определяющими являются столкновения с большими прицельными параметрами и, соответственно, с малыми изменениями не только углов рассеяния, но и собственно прицельных параметров в процессе рассеяния. Фактически, это та же самая идея, которая лежит в основе интеграла столкновений Ландау-Балеску-Ленарда [6], который хорошо рекомендовал себя в слабых полях.

Ниже, основываясь на результатах работ [7—8], изложены основные соображения в пользу иных результатов, базирующихся на представлениях, что в достаточно сильных электромагнитных полях определяющими являются ближние столкновения.

Прежде всего заметим, что в достаточно разреженной плазме для определения характеристик интеграла столкновений достаточно воспользоваться приближением парных соударений [6]. Это означает, что вместо решения многочастичной задачи достаточно решить задачу о столкновении пучка электронов с одним ионом в сильном высокочастотном поле. Именно особенности этой задачи в простейшей постановке для случая линейно поляризованного внешнего поля и являются главным предметом рассмотрения. Более того, для краткости, основные особенности процессов будут представлены на примере задачи рассеяния для пучка электронов, падающего в направлении внешнего поля (продольное падение).

В разделе 1 обсудим собственно понятие сильного поля. Будет показано, что задача рассеяния определяется двумя параметрами, и выделена область этих параметров, соответствующая нашим интересам.

В разделе 2 приведем некоторые численные результаты. Здесь основное внимание будет уделено эффектам, обусловленным фокусирующими свойствами кулоновского потенциала, и главное тому факту, что при многократных осцилляциях в окрестности иона электрон успевает существенно изменить свой прицельный параметр и, следовательно, рассеивается гораздо эффективнее.

В разделе 3 рассмотрим как осуществляется процесс энергообмена на более далеких расстояниях. Речь пойдет о прицельных параметрах, при которых электрон заведомо не успевает эффективно притянуться к иону и, следовательно, энергообмен и углы рассеяния — заведомо малые величины, т. е. об области прицельных параметров, в которой в случае слабых полей "набирается" кулоновский логарифм. Будет показано, что в сильных полях логарифм не проявляется, поскольку даже малого изменения дрейфовой скорости электронов достаточно, чтобы зависимость энергообмена от прицельного параметра стала более быстрой, чем $1/\rho^2$. Таким образом, мы убедимся, что основной вклад в энергообмен вносит область "малых" прицельных параметров.

В разделе 4 будут получены оценки для эффективного сечения столкновений, показывающие, что учет фокусирующих свойств кулоновского потенциала приводит к большим сечениям, чем это считалось ранее и, в частности, джоулевы потери в плазме не уменьшаются с ростом поля.

В разделе 5 обсуждаются более тонкие эффекты, обусловленные тем, что по мере притяжения происходит дополнительная группировка электронов по фазам, так что с ростом поля моменты столкновения электронов (моменты последнего, ближайшего прохождения вблизи иона) становятся существенно привязанными к вполне определенным фазам внешнего поля.

В заключении обсуждаются условия применимости и некоторые из возможных приложений, рассматриваемых эффектов.

1. Сильное лазерное поле

Остановимся подробнее на постановке задачи и поясним, что собственно мы понимаем под словами "сильное" лазерное поле. На рис. 1 приведена типичная траектория рассеиваемого электрона. Сплошная кривая соответствует истинной траектории, пунктир — дрейфовой, получаемой вычитанием осцилляторной, определяемой движением электрона с зарядом и без учета кулоновского поля иона с зарядом Ze в поле $E(r, t) = E \sin \omega t$. Траектория описывается нерелятивистским уравнением Ньютона

$$m \ddot{\mathbf{r}} = -Ze^2 / R^3 \mathbf{r} + e\mathbf{E} \sin \omega t. \tag{1}$$

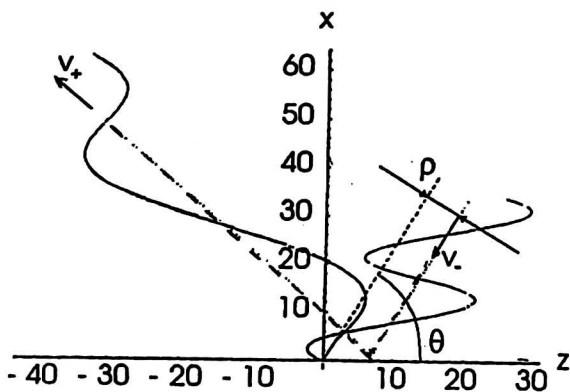


Рис. 1. Типичная и дрейфовая траектории и параметры рассеиваемого электрона (v — скорость, ρ — прицельный параметр, θ — угол между скоростью и полем E)

Для описания решений уравнения (1) удобно ввести понятие дрейфовой координаты $r(t)$ электрона, полагая, что его полная координата $R(t)$ представлена в следующем виде:

$$R(t) = r(t) - r_{\sim} \sin \Omega t, \quad r_{\sim} = 1 / \Omega^2 z_0. \quad (2)$$

Аналогичным образом можно ввести дрейфовую скорость электрона до (v_{\sim}) и после (v_{+}) столкновения:

$$V_{\sim}(t) = v_{\sim} + v_{\sim} \cos \Omega t, \quad v_{\sim} = -1 / \Omega z_0, \quad V_{+}(t) = v_{+} + v_{\sim} \cos \Omega t$$

Знание зависимости дрейфовой скорости v_{+} от v_{\sim} , вектора прицельного параметра и начального расстояния (фазы влета) позволяет определить все необходимые данные рассеяния (дифференциальное и полное эффективное сечение столкновений, вероятность перехода из начального состояния в конечное и т. п.). Так, например, эффективное дифференциальное сечение рассеяния определяется выражением:

$$d\sigma_{\text{eff}}(v_{\sim}, v_{+}, \rho) = 2 \frac{\langle v_{+}^2 - v_{\sim}^2 \rangle}{v_{\sim}^2} d\rho, \quad (3)$$

и характеризует неупругость рассеяния. Здесь $d\rho$ — площадка в плоскости, перпендикулярной направлению падающего пучка, около вектора прицельного параметра ρ (см. рис. 1). Аналогично, транспортное сечение рассеяния

$$d\sigma_{tr}(v_{\sim}, v_{+}) = \frac{\langle (v_{+})_{\perp}^2 \rangle}{v_{\sim}^2} d\rho = \frac{dw_{tr}}{v_{\sim}^2} \quad (4)$$

отвечает за отклонение частиц по дрейфовой скорости от первоначального направления, поскольку $v_{+ \perp}$ — компонента полной скорости на выходе, перпендикулярная направлению падения пучка. И в (3) и в (4) угловые скобки означают усреднение по периоду поля. Знаменатель в (3) соответствует нормировке на среднюю по времени осцилляторную энергию рассеиваемых частиц, а в (4) — на квадрат средней (дрейфовой) скорости.

Теперь заметим, что уравнение (1) управляется одним безразмерным параметром

$$\Omega = \omega \sqrt[4]{m^2 Z / e E^3} = \omega / \omega_E.$$

Действительно, вводя характерные масштабы в виде

$$r_E = \sqrt{eZ / E}, \quad \omega_E = \sqrt[4]{eE^3 / m^2 Z}, \quad v_E = \sqrt[4]{Ze^3 E / m^2},$$

где r_E — расстояние от кулоновского центра, на котором поле иона eZ/r_E^2 равно E ; ω_E — характерная частота при движении по “кеплеровской” орбите радиуса r_E , $v_E = r_E \omega_E$ — характерная скорость на этой орбите, получаем следующее безразмерное уравнение:

$$\ddot{R} = -R / R^3 + n \cos \Omega t.$$

Таким образом, характеристики рассеяния электронов на ионах (такие как сечения и частота столкновений) определяются только двумя безразмерными параметрами: отношением начальной дрейфовой скорости пучка электронов к

его осцилляторной скорости $v_- / v_{\approx} = \Omega v_-$, и единственным безразмерным параметром уравнения $\Omega = \omega / \omega_E \equiv \sqrt{r_E / r_-}$.

Первый из них — это общепринятый параметр, характеризующий осциллирующее поведение электрона вблизи иона. Второй, новый — условие того, что электрон большую часть времени пролета мимо иона проводит вдали от него. В области больших дрейфовых скоростей $v_- \gg v_-$ электроны двигаются почти прямолинейно без заметных осцилляций, поэтому применимы методы разложения по слабому электрическому полю (борновское, малоугловое приближение). В обратном случае малых дрейфовых скоростей движение электрона оказывается существенно модифицированным, оно представляет собой осцилляции с размахом r_- , медленно дрейфующие с тепловой скоростью электрона. Если амплитуда этих осцилляций (r_-) мала по сравнению с областью взаимодействия r_E , то, по-видимому, применимо пондеромоторное описание. В случае большого размаха, многократные осцилляции электрона при пролете через область взаимодействия могут привести к его аномально сильному притяжению к иону.

Именно этот случай будет интересовать нас в этой работе. Будем в дальнейшем называть такие режимы ($\Omega \ll 1, \Omega v_- \ll 1$) режимами с сильным полем (рис. 2).

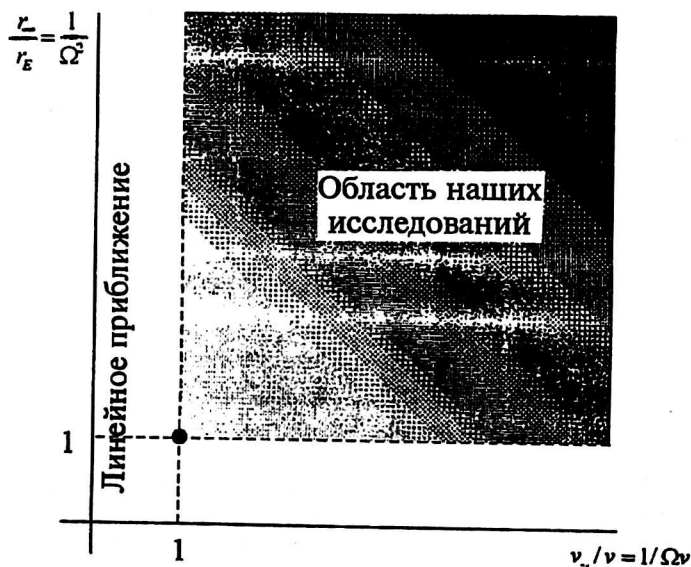


Рис. 2. Плоскость безразмерных параметров

В ходе численного эксперимента расчеты проводились для трех значений частот ($\Omega=0,1; 0,32; 1$). Исследовались пучки электронов с дрейфовыми скоростями $10^{-2} \div 10^4$ и прицельными параметрами ρ (по дрейфовой скорости) в диапазоне $10^{-1} \div 10^4$, равномерно распределенные по всем фазам влета. Начальное расстояние от кулоновской особенности до ведущего центра частиц выбиралось равным $10 \cdot r_- (10/\Omega^2)$; частица считалась покинувшей область взаимодействия при удалении ведущего центра от кулоновской особенности на расстояние более $10 \cdot r_-$. Особое внимание уделялось выбору достаточного числа частиц на периоде поля. Так, в отдельных расчетах при вычислениях неупругих взаимодействий число частиц на периоде достигало 2000.

2. Численные результаты

В ходе численных исследований было обнаружено, что электрон в процессе многократных осцилляций адиабатическим образом подтягивается к иону с больших расстояний (рис. 3), почти как на "парашюте". В результате отдельные электроны попадают в малую окрестность иона и испытывают сильное рассеяние с большим набором энергии (порядка осцилляторной энергии электрона).

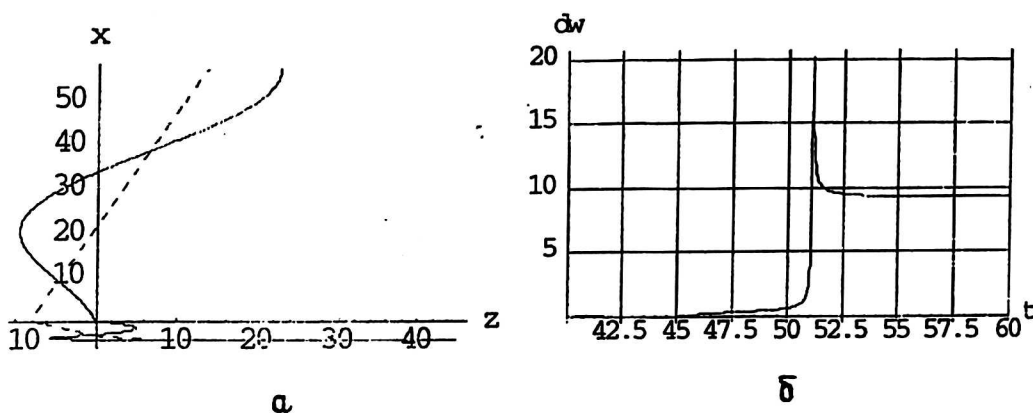
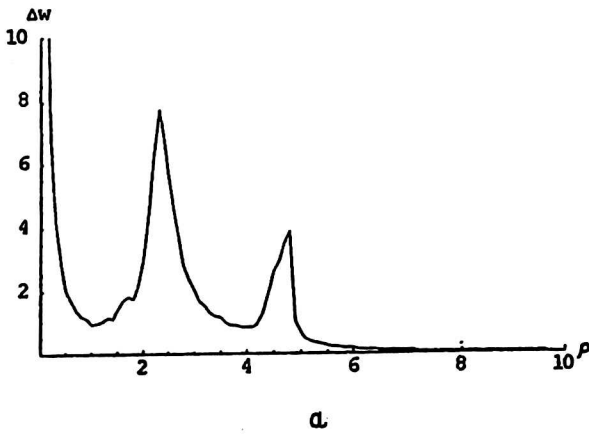


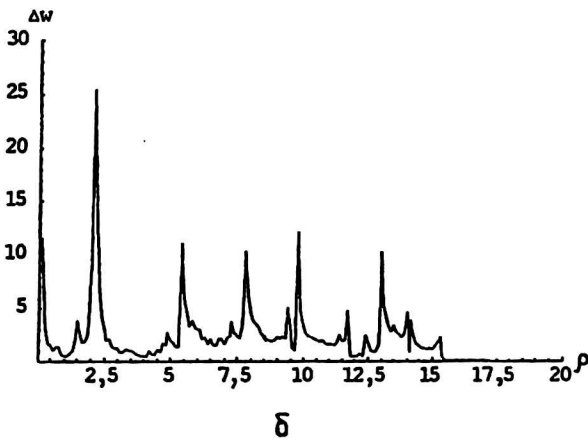
Рис. 3. Траектория частицы (сплошная) и дрейфового центра (пунктир) (а) и зависимость изменения энергии от времени для $\Omega = 0,32$, $\nu = 1$ (б)

Результатом такого притяжения является не монотонность зависимости изменения энергии, усредненной по фазам влета многих электронов, от прицельных параметров (рис. 4). Положение первых двух максимумов легко находится аналитически. Так, координата ближайшего максимума равна $\sqrt{2\pi r_E}$. Это соответствует попаданию электрона в малую окрестность иона за половину периода (один возврат к иону). Физическое объяснение этого пика состоит в следующем: электрон, пролетая мимо иона, испытывает малоугловое рассеяние, получает маленькую поперечную скорость и за время половины осцилляции успевает за счет полученной поперечной скорости пройти мимо иона на расстоянии, сравнимом с резерфордским радиусом $r_{rez}(\nu) = Ze^2 / m\nu^2$, оцененном по осцилляторной скорости. Соответственно, второй пик появляется за два возврата (малоугловых столкновения) электрона к иону и т. д. Всего таких возвратов, как легко видеть, может быть

не более $N \approx v_{\sim} / v_T$. Реально далекие пики “размываются” за счет появившейся на стадии нацеливания ненулевой поперечной скорости электронов.



а



б

Рис. 4. Величина изменения энергии от прицельного параметра для продольного столкновения, усредненная по фазам влета, при $\Omega = 0,32, v = 1$ (а) и $\Omega = 0,1, v = 1$ (б)

Аналогичные многократные возвраты есть и при рассеянии пучка электронов, падающего под углом к вектору поляризации электрического поля лазерной волны. Результатом такого способа притяжения будет существенное увеличение эффективного сечения и частоты столкновений на множитель порядка v_{\sim} / v_T . Численные расчеты подтверждают этот результат (рис. 5).

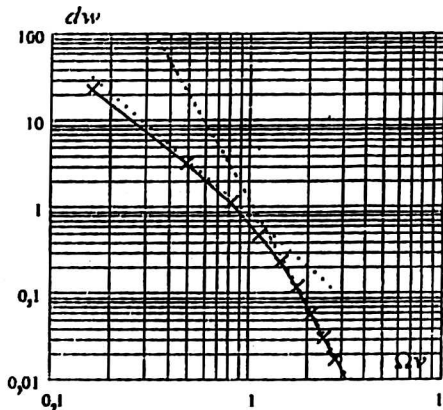


Рис. 5. Зависимость набираемой энергии от скорости при поперечном рассеянии (двойной логарифмический масштаб) $\Omega = 0,32$; пунктир — зависимости $\Delta w \approx 1 / v^2$ и $\Delta w \approx 1 / v^4$

Другой важной особенностью столкновений такого типа является выделение из всех рассеиваемых электронов небольшой доли электронов, набирающих очень большую энергию. Мы назвали такие электроны “представительными”. Другими словами, функция распределения электронов становится двухмасштабной. Одна часть — узкая (холодная), содержащая большую часть частиц, другая широкая (с шириной порядка осцилляторной скорости) и содержащая мало частиц (рис. 6).

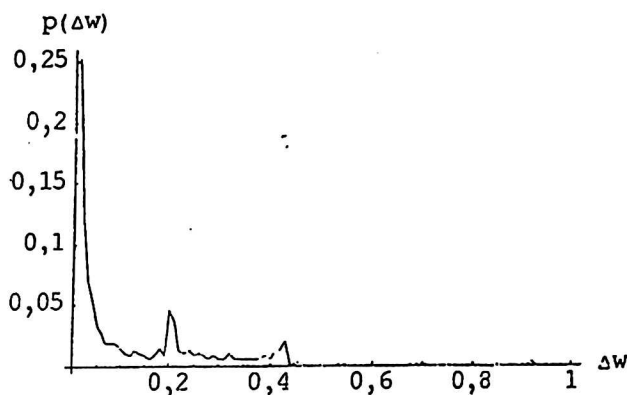


Рис. 6. Функция распределения электронов в зависимости от изменения их энергии при $\Omega = 0,1$, $\nu = 1$

Этот эффект можно использовать для эффективной генерации высоких гармоник излучения. Действительно, так как “горячих” частиц мало и частота столкновений для них после рассеяния мала, то их можно будет быстро “вывести” из плазмы почти не изменив функцию распределения основной массы холодных электронов. В то же время спектр излучения представительных электронов очень широкий, что позволяет построить устройство генерации излучения, основанное на эффекте Маркузе [9], но в качестве пучка, использующего все электроны плазмы.

И наконец, необходимо остановиться на очень важном новом эффекте — “группировке” электронов при пролете мимо иона. Группировка эта тем более необычна, что происходит при рассеянии разных электронов на различных, случайно расположенных ионах с единственным синхронизирующим механизмом — электрическим полем лазерной волны. Группировка заключается в том, что, несмотря на равномерное начальное распределение электронов по фазам поля, все электроны, в результате адиабатического притяжения, пролетают мимо иона почти в одной и той же фазе поля. На рис. 7 приведена

зависимость фазы поля в момент "последнего" столкновения (момента ближайшего прохождения электроном вблизи иона) от его начальной фазы. Все электроны начинают движение вдоль поля с прицельного расстояния $\rho = 3,2$. Видно, что собственно энергообмен с полем происходит в узкой полосе фаз поля. "Ступеньки" на этой зависимости соответствуют сдвигу моментов столкновения на половину периода поля. С ростом дрейфовой скорости группировка электронов по фазам пропадает, т. е. столкновения начинают происходить в произвольные, не зависящие от фазы внешнего поля, моменты времени. Механизм такой фазовой группировки, по-видимому, аналогичен механизму, используемому в электронике для генерации электромагнитного излучения (отражательный клистрон), и является его распределенным аналогом.

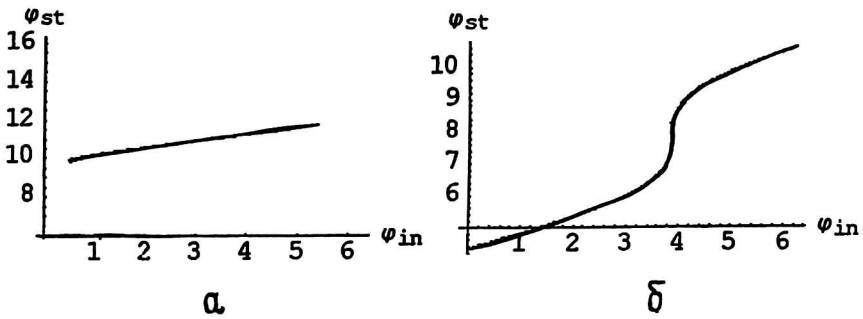
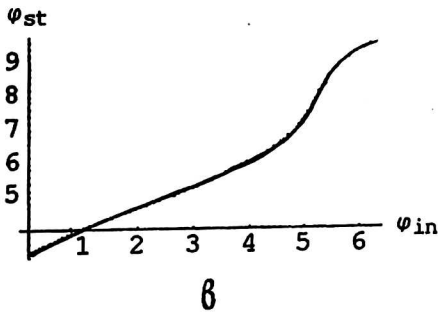


Рис. 7. Зависимость фазы поля при "столкновении" от начальной фазы поля для трех значений скоростей $v_- / 2$ (а), $v_- = 3$ (б), $v_- = 1/2$ (в) при $\Omega = 0,1$



Наличие такого эффекта приводит к возможности появления квазидискретного спектра когерентного тормозного излучения вдоль направления лазерной волны! Дополнительные увеличения тормозного излучения обеспечивают представительные электроны, имеющие изначально прицельные параметры много больше резерфордского радиуса, оцененного по осцилля-

торной скорости электрона, и испытывающие сильное рассеяние. Степень группировки и, соответственно, узость максимумов в спектре возрастает при уменьшении тепловой скорости или частоты внешнего поля, или росте амплитуды внешнего поля.

3. Почему в сильных полях исчезает "кулоновский логарифм"

Один из наиболее нетривиальных результатов решения задачи энергообмена электронов с сильным полем заключается в отсутствии даже при больших прицельных расстояниях области, соответствующей так называемому кулоновскому логарифму. Напомним, как возникает эта область в слабых полях. Если осцилляторный радиус электрона мал по сравнению с расстоянием до кулоновского центра, т. е. прицельные параметры достаточно велики, то для решения задачи рассеяния достаточно разложить потенциал в уравнении для дрейфового центра (2) по степеням осцилляторного радиуса и учесть первый поправочный член, соответствующий дипольному приближению. При этом собственно траектория дрейфового центра определяется статическим полем иона, а энергообмен с полем — работой осциллирующего дипольного поля вдоль этой траектории. Эта задача легко решается [6] на прицельных расстояниях соответствующих области существенно не адиабатического взаимодействия $\rho < v/\Omega$. Можно убедиться, что начиная со сравнительно малых прицельных параметров, соответствующих резерфордскому радиусу, оцененному по дрейфовой скорости Ze^2/mv^2 , и вплоть до расстояний соответствующих границе зоны неадиабатичности v/Ω для усредненного по фазам влета энергообмена с полем в зависимости от прицельного параметра имеет место оценка

$$\Delta w \sim mv^2 \frac{r_{rez}^2(v)}{\rho^2} e^{-\Omega\rho/v}.$$

Экспонента в правой части соответствует адиабатическому пролету электрона через область взаимодействия при прицельных параметрах больших, чем размер области неадиабатичности. Отсюда видно, что при интегрировании по прицельным параметрам появляется логарифмический фактор, соответствующий "обрезанию" энергообмена на этой границе.

Теперь обсудим, как эта картина изменяется в сильных полях. Прежде всего, напомним, что в области прицельных параметров, соответствующих эффекту "парашюта", прицельный параметр изменяется сильно, и эта область как бы аналогична малым прицельным параметрам в слабых полях. Существенно, что в этой области дрейфовые траектории сильно расходятся в зависимости от фазы поля в отличие от случая слабых полей. При дрейфовых скоростях меньших единицы (в безразмерных переменных) граница области притяжения оказывается дальше границы области адиабатичности, поэтому сразу за ней начинается экспоненциальное обрезание.

При больших дрейфовых скоростях $1 < v < 1/\Omega$ закон убывания вне области захвата степенной, постепенно переходящий в $1/\rho^2$, т. е. по мере роста скорости в этой области мы постепенно переходим к режиму с кулоновским логарифмом.

4. Эффективное сечение рассеяния

Ниже будут получены оценки для эффективного сечения столкновений, показывающие, что учет фокусирующих свойств кулоновского потенциала приводит к большим сечениям, чем это считалось ранее и, в частности, джоулевы потери в плазму не уменьшаются с ростом поля. Как мы видели выше, основной вклад в энергообмен дает область прицельных параметров, из кото-

рой электроны успевают притянуться к иону. Численно это демонстрирует рис. 4, на котором приведена зависимость усредненного по фазам влета изменения энергии электронов в зависимости от прицельного параметра. Пики соответствуют электронам, которые за целое число полупериодов с конечного прицельного расстояния попадают в "ноль", имея максимальную скорость (кинетическую энергию).

Интересно отметить, что при $v \ll v_{\sim}$ радиус первого пика (ближайшего к $\rho = 0$) определяется только r_E и равен

$$\rho_1 = \sqrt{2\pi r_E}.$$

Действительно, учитывая, что радиус осцилляций велик по сравнению с r_E , и что, следовательно, рассеяние малоугловое, приходим к этой оценке, полагая, что за полпериода электрон проходит расстояние, равное начальному прицельному параметру.

Аналогичная оценка для электрона, имеющего возможность притянуться в ноль за v_{\sim} / v полупериодов, приводит к следующей границе области "сильных столкновений":

$$\rho_{gr} \sim \frac{1}{\Omega v} = \frac{v_{\sim}}{v} r_E. \quad (5)$$

Существенно, что размер этой области возрастает с ростом поля (осцилляторной скорости).

Эффективное сечение рассеяния получается интегрированием зависимостей типа, приведенной на рис. 4 по прицельным параметрам и деления (согласно (5)) на осцилляторную энергию электрона. В случае продольного рассеяния электронов для этой величины имеем с хорошей точностью

$$\sigma_{eff} \sim \frac{4\pi\Omega^2}{v^2}.$$

Еще раз подчеркнем, что основной вклад в эту величину дают электроны с прицельными параметрами в области $0 < \rho < \rho_{gr}$. Вне этой области энергообмен становится экспоненциально слабым, так что эффект типа кулоновского логарифма отсутствует*.

Аналогично может быть определена и угловая зависимость эффективного сечения. Подробнее это обсуждается в [7—8]. Здесь только отметим, что для малых дрейфовых скоростей знак эффективного сечения всегда соответствует затуханию и его величина слегка анизотропная по углу между пучком и внешним полем. Зависимость полного эффективного сечения (после интегрирования по углам) с хорошей точностью аппроксимируется следующим выражением (в размерном виде):

$$\sigma_{eff} \sim \frac{4\pi(Ze^2)^2}{m^2 v^2 v_{\sim}^2}. \quad (6)$$

Одним из наиболее интересных для приложений следствий такой зависимости является очевидный вывод, что энергосклад в плазму (джоулев нагрев) не спадает с ростом поля, а выходит на насыщение. Действительно, учиты-

* Следует отметить, что отсутствие среднего по фазам энергообмена означает, что часть электронов увеличивает свою энергию, а другая — уменьшает на такую же величину. То есть речь может идти о диффузионном расплывании моноэнергетического пучка по энергиям, и соответственно, к появлению диффузии в пространстве скоростей электронов. Подробный анализ этого вопроса выходит за рамки данной статьи.

вая, что энерговклад $Q_{eff} = v_{eff} W_{\sim} = \sigma_{eff} N v W_{\sim} = \frac{2\pi (Ze^2)^2}{mv}$ видим, что эта величина не зависит при больших осцилляторных энергиях от поля и определяется только чисто дрейфовыми характеристиками.

Заключение

Таким образом, картина столкновительных процессов электронов с ионами в сильных полях существенно модифицируется даже в разреженной плазме. И дело не только в количественных эффектах, предсказывающих монотонный рост энерговклада с ростом поля. Прежде всего, отличие от слабых полей заключается в том, что область существенного энергообмена определяется не столько размерами области неадиабатических столкновений $\rho < v / \Omega$, сколько гораздо меньшим масштабом (5). Внутри этой области существенны сильные энергообмены, когда в тепловое (не упорядоченное) движение сразу же передается энергия порядка осцилляторной. Размер области существенного энергообмена определяется масштабом, на котором электрон успевает притянуться к иону при многократных осцилляциях вблизи иона. Причем, поскольку эффект кулоновского логарифма исчезает, эффективность столкновений зависит от знака заряда иона. В случае отрицательных ионов картина и эффективность столкновений должна быть совершенно другой, чем в случае положительных.

В определенном смысле плазма в сильном поле становится, как бы, более прозрачной. Дело в том, что электроны чувствуют поле ионов (с позиций энергообмена) на меньших расстояниях, чем в слабых полях.

Что касается условия применимости подобного рассмотрения, то достаточно потребовать, чтобы объем взаимодействия $\sigma_{eff} r_{\sim}$ был мал по сравнению с обратной плотностью плазмы, т. е. в одном процессе столкновения участвует не более, чем один ион. Именно такой подход использовался, начиная от Больцмана, и хорошо зарекомендовал себя. С учетом (6) это приводит к простой оценке

$$r_E \ll r_d$$

или в размерном виде (где температура электронов T в эВ, мощность излучения P в Вт/см², концентрация электронов n в см⁻³)

$$n \ll 7,44 \cdot 10^{13} T \sqrt{P},$$

т. е. с ростом поля условия применимости только улучшаются.

Следует отметить, что указанная "прозрачность" имеет место только по отношению к энергетическим процессам. Дело в том, что, как отмечалось в [7—8], транспортное сечение столкновений весьма слабо зависит от поля. Обсуждение этого весьма любопытного эффекта выходит за рамки настоящей работы. Здесь только отметим, что сечение транспортных столкновений, ответственных за изотропизацию функции распределения электронов, пропорционально v^{-4} , т. е. существенно больше, чем сечение энергообмена.

Большая группа ожидаемых эффектов связана с более тонкими характеристиками процесса столкновений. Прежде всего, мы видели, что электроны из "активной" зоны в процессе притяжения к иону группируются по фазе, стягиваясь к фазам нулей поля (максимальной осцилляторной скорости). Это означает, что в сильных полях эти электроны будут испытывать одновременные, сильные ускорения при последнем рассеянии и затем быстро уходить от

иона. Но это же означает, что они будут гораздо эффективнее излучать тормозным образом. В частности, при достаточно больших полях должны проявлять гармоники падающего излучения, поскольку их интенсивность может оказаться пропорциональной квадрату концентрации, а не первой степени, как это имеет место в слабых полях. Чтобы обнаружить эти эффекты следует подумать об отстройке от фонового тормозного излучения, реализуемого всеми остальными электронами. Более того, можно пытаться организовать резонансную систему для гармоник. При этом в качестве поля накачки будет использоваться поле лазера.

Сформулируем теперь все условия справедливости нашего рассмотрения в виде, удобном для эксперимента (время τ — в с; частота волны ω — в $1/\text{с}$, λ — в см, концентрация плазмы n — в см^{-3} ; температура электронов T — в эВ, плотность потока лазерного излучения P — в $\text{Вт}/\text{см}^2$):

- условие определяющей роли парных столкновений

$$nV_{\text{int}} = nr_{\sim}\sigma_{\text{eff}} \ll 1 \Leftrightarrow r_E \ll r_d; \quad n \ll 7,44 \cdot 10^{13} T\sqrt{P};$$

- условия режима сильного поля

$$v \ll v_{\sim}; \quad T \ll 1,87 \cdot 10^{-5} P\lambda^2; \quad T \ll 6,64 \cdot 10^{17} P / \omega^2;$$

$$\omega \ll \omega_E; \quad \lambda \gg 9,46 P^{-3/8}; \quad \omega \ll 1,99 \cdot 10^{10} P^{3/8};$$

- условие на длительность импульса

$$\tau_{\text{imp}} \gg \frac{v_{\sim}}{v} \frac{2\pi}{\omega}; \quad \tau_{\text{imp}} \gg 0,027 \sqrt{\frac{P}{T_e}} \frac{1}{\omega}.$$

Эти неравенства показывают, что режимы столкновения электронов с ионами, соответствующие изложенным представлениям, могут быть сравнительно легко реализованы и в лазерном, и в микроволновом (сантиметровом и миллиметровом) диапазонах длин волн. Например, при длине волны 5 см, $n \sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $T \sim 1$ эВ, достаточно, чтобы $P > 3 \text{ кВт}/\text{см}^2$. Аналогично в лазерном диапазоне $\lambda = 1 \text{ мкм}$ достаточно, чтобы $P > 10^{13} \text{ Вт}/\text{см}^2$.

Наконец, рассмотрим еще классичность нашего рассмотрения. Этот вопрос уже сам по себе является весьма нетривиальным. Заметим, что условия такого приближения, по-видимому, являются достаточно слабыми и могут быть получены из следующих соображений. Наиболее интересными для нас являлись электроны, рассеивающиеся с большими изменениями импульсов и, следовательно, в малой окрестности иона. На первый взгляд, если оценить их дебройлевскую длину волны и потребовать, чтобы она была меньше радиуса области рассеяния, оцененной по осцилляторной скорости: мы приходим к условию $mv^2 \gg \hbar\omega$, т. е. с ростом поля условия ухудшаются. С другой стороны, хорошо известно [10], что решение квантовой задачи рассеяния в кулоновском поле в точности совпадает с решением классической задачи, т. е. область, где кулоновское поле является доминирующим, является областью квазиклассичности. Поэтому требуется выполнить следующее условие: дебройлевская длина волны, оцененная по осцилляторной скорости, мала по сравнению с размером области, внутри которой внешнее поле слабо влияет на динамику, т. е. мало по сравнению с кулоновским полем $eEr_E = \sqrt{Ze^3E} \gg \hbar\omega$. Видно, что с ростом поля это условие становится все более слабым.

Литература

1. Dawson J. and Oberman C.//Phys. Fluids 1962. Vol. 5. P. 517
2. Силин В.П.//ЖЭТФ, 1964. № 47. С. 2254; Silin V. P. Quantum Electronics. 1999. Vol. 29. P. 11–18
3. Kroll N. M. and Watson K. M.//Phys. Rev. 1973. A 8. P. 804; Бункин Ф. В., Казаков А. Е., Федоров М. В.//УФН. 1972. № 107. С. 559; Mittleman M. H., Introduction to the Theory of Laser-Atom Interactions, Plenum Press, New York and London, 1993.
4. Decker C. D., Mori W. B., Dawson J. M. and Katsouleas T.//Phys. Plasmas, 1994. Vol. 1. P. 4043.
5. Shvets G. and Fisch N. J.// Ibid. 1997. Vol. 4. P. 428.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.//Физическая кинетика. — М.: Наука, 1978.
7. Fraiman G. M., Mironov V. A., Balakin A. A.//Phys. Rev. Lett, 1999. Vol. 82. P. 319; Фрайман Г. М., Миронов В. А., Балакин А. А.//ЖЭТФ, 1999. № 115. С. 463.
8. Фрайман Г. М., Балакин А. А., Миронов В. А.: Препринт ИПФ РАН. 1997, № 442; Фрайман Г. М., Балакин А. А., Миронов В. А.:Препринт ИПФ РАН. 1998. № 468.
9. Marcuse D.//Bell Syst. Techn. J. 1962. Vol. 41. P. 1557; Федоров М.В.//Электрон в сильном световом поле. — М.: Наука, 1991.
10. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.//Квантовая механика. — М.: Наука, 1963.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 99-02-16443).

Coherent effects during electron-ion collisions in super strong laser fields

A. A. Balakin, G. M. Fraiman

Institute of Applied Physics, Nizhny Novgorod, Russia

Electron-ion collisions in plasmas in a super strong laser field are reviewed. General reasons in favor of a significant role of large-angle collisions in such regimes are formulated. It is shown that the problem of collision is determined by two parameters. The effects caused by the focusing properties of Coulomb potential are demonstrated numerically and analytically. One of the important effects is that a quiver electron has time to change sufficiently its impact parameter due to multiple oscillations close to an ion and collides much more efficiently. It is shown that the effect of "Coulomb logarithm" is absent in super strong fields. Estimations for effective cross-section are derived. It is shown that the focusing properties of the ion potential lead to larger values of effective cross-section and Joule heating. In particular the Joule heating doesn't decrease with the field intensity increase. Applicability conditions of experimental observation of the predicted phenomena are discussed.