

Устойчивость частично компенсированного электронного пучка

Б. В. Чириков

Рассмотрены условия устойчивости частично компенсированного электронного пучка по отношению к изгибанию (образование «змеек»). Показано, что в случае непрерывного спектра волновых векторов возмущений всегда существует область сильной (с относительно большим инкрементом) неустойчивости. В случае дискретного спектра (например, при конечной длине пучка в ускорителе) неустойчивость появляется лишь при токах пучка, больших некоторого критического. Затухание Ландау и радиационное трение не стабилизируют неустойчивость. Обнаружена слабая диссипативная неустойчивость, вызываемая радиационным трением. В некоторых случаях затухание Ландау стабилизирует эту неустойчивость, однако может и усилить ее.

Исследование проведено для модели пучка в виде двух шнуров (электронного и ионного), имеющих постоянные размеры и однородные плотности.

Обычно при исследовании устойчивости пучка частиц в ускорителе ограничиваются одночастичным приближением, т. е. рассматривают движение одной частицы во внешних полях. Проблема устойчивости в этом случае практически может быть решена однозначно и сводится к соответствующему выбору внешних полей*. Взаимодействие частиц в первом приближении можно рассматривать как электростатическое расталкивание, что позволяет оценить предельный ток. В действительности же пучок в ускорителе, частично или полностью компенсированный, представляет собой своеобразную плазму. Как хорошо известно, в плазме возможно возникновение ряда неустойчивостей, связанных с взаимодействием большого числа заряженных частиц. Возникает вопрос, в какой мере эти неустойчивости могут проявиться в ускорителях? Впервые такие исследования были проведены в работах Г. И. Будкера [3] для так называемого стабилизированного электронного пучка. Одной из наиболее опасных плазменных неустойчивостей оказалась неустойчивость по отношению к изгибанию пучка (неустойчивость типа «змейки»). В работе [3] показано, что поляризация пучка, т. е. относительное смещение электронов и ионов, приводит к стабилизации

этой неустойчивости для достаточно коротковолновых начальных возмущений; было высказано предположение, что длинноволновые возмущения могут быть стабилизированы внешними полями. Дальнейшее исследование этой неустойчивости проведено в работах [4, 5]. Авторы приходят к выводу, что полной устойчивости можно добиться лишь в сильнофокусирующем внешнем магнитном поле, в то время как токи Фуко и слабая фокусировка не обеспечивают устойчивости. Эти результаты получены при раздельном рассмотрении стабилизации внешним полем и поляризацией, причем считалось, что для стабилизации достаточно, чтобы обе области устойчивости перекрывались. Такое рассмотрение, вообще говоря, недостаточно, поскольку при совместном действии обеих сил возможны новые эффекты. В настоящей работе показано, что совместное действие поляризационных и внешних сил всегда приводит к неустойчивости для определенного интервала длин волн.

1. Дисперсионное уравнение

Следуя работам [3—5], начнем исследование устойчивости с простейшей модели: электроны и ионы образуют два цилиндрических шнура одинакового радиуса a с постоянными плотностями n_e и n_i , для которых мы используем безразмерные значения:

$$v_e = \frac{\pi a^2 e^2 n_e}{mc^2}; \quad v_i = \frac{\pi a^2 e^2 n_i}{mc^2}, \quad (1)$$

где m — масса электрона. Оба шнура могут двигаться относительно друг друга, и между ними действуют поляризационные силы, равные в расчете на один электрон:

$$f_{\text{п}} = 2\pi e^2 n_i (y_i - y_e) = \\ = 2mv_i \left(\frac{c}{a}\right)^2 (y_i - y_e), \quad (2)$$

где y — поперечное смещение соответствующего шнура от равновесного положения. На электроны, кроме того, действуют внешние силы, пропорциональные отклонению от равновесного положения:

$$f_{\text{вн}} = -\gamma m \lambda^2 y_e, \quad (3)$$

* Заметим, что в системах без затухания (например, в протонных накопительных кольцах) возможны тонкие нелинейные эффекты типа стохастической неустойчивости [1] или расщепления сепаратрисы [2], с трудом поддающиеся расчету.

где $\gamma = \frac{W}{mc^2}$ — релятивистский фактор для электронов.

Колебания предполагаются настолько малы, что силы можно считать чисто поперечными, так что учет релятивистских эффектов в уравнениях движения сводится к замене $m \rightarrow \gamma m$. Мы не учитываем магнитные силы (магнитную «массу» тока), что допустимо при условии [3]

$$\frac{\gamma}{v_e \ln R/a} \gg 1, \quad (4)$$

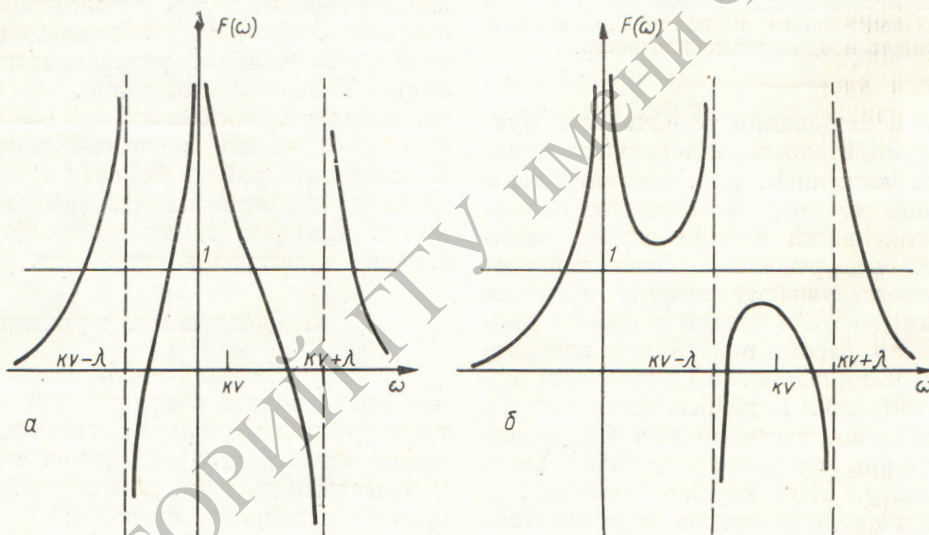
где R — радиус орбиты пучка. Наконец, примем, что ионы совершают только поперечные колебания (колебания ионного шнура), а их продольная скорость равна нулю. При указанных предположениях уравнения движения

полную производную по времени: $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{v \partial}{\partial x}$; $v = \beta c$ — продольная скорость электронов в положительном направлении оси x . Задачу об устойчивости будем рассматривать в линейном приближении для возмущений вида $y \sim \exp i(kx - \omega t)$. Подстановка y в (5) приводит к дисперсионному уравнению, полученному в работе [3], которое, однако, удобно записать в другой форме [6]:

$$F(\omega) = \frac{\xi \Omega^2}{\omega^2} + \frac{\Omega^2}{(\omega - kv)^2 - \lambda^2} = 1. \quad (7)$$

2. Неустойчивость

Благодаря наличию особенностей у функции $F(\omega)$ качественный анализ устойчивости по



Зависимость $F(\omega)$ от частоты:
а — $kv < \lambda$ (устойчивость); б — $kv > \lambda$ (неустойчивость).

имеют вид [3]

$$\begin{aligned} \ddot{y}_e + \lambda^2 y_e &= \Omega^2 (y_i - y_e); \\ \ddot{y}_i &= \xi \Omega^2 (y_e - y_i), \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$\Omega^2 = 2 \left(\frac{c}{a} \right)^2 \frac{v_i}{\gamma}; \quad (6)$$

$\xi = \frac{\gamma m}{aM}$ — отношение электронной и ионной масс пучка ($\alpha = \frac{v_i}{v_e}$ — коэффициент компенсации электронного пучка); точка означает

дисперсионному уравнению (7) существенно облегчается. Очевидно, возможны два типа расположения линий $F(\omega)$, которые схематически показаны на рисунке для $kv > 0$; случай $kv < 0$ сводится к изменению знака ω . При $kv < \lambda$ все четыре корня действительны (устойчивость). При $kv > \lambda$, наоборот, всегда есть такие k , для которых линия $F = 1$ попадает как раз в «завор» между максимумом и минимумом $F(\omega)$, что соответствует паре комплексно-сопряженных корней и, следовательно, неустойчивости. Действительно, при изменении kv от λ до ∞ минимум $F(\omega)$ изме-

няется от ∞ до 0 и при каком-то k_2 равняется единице. С другой стороны, максимум $F(\omega)$ уменьшается от некоторого значения $F(\omega_1)$ при $kv \rightarrow \lambda$ до $-\Omega^2/\lambda^2$ при $kv \rightarrow \infty$. Если $F(\omega_1) < 1$ (малые ξ), то волновые векторы неустойчивых возмущений лежат в интервале $\frac{\lambda}{v} < k < k_2$; если же $F(\omega_1) > 1$ (большие ξ), то эти волновые векторы лежат в интервале $k_1 < k < k_2$, где k_1 — такое значение k , при котором максимум $F(\omega)$ равен единице. Очевидно, что $k_2 > k_1$, так как в противном случае (отсутствие «зазора») уравнение (7) имело бы два лишних корня. Следовательно, приходим к выводу, что всегда существует интервал длин волн возмущений, которые являются неустойчивыми. Этот вывод качественно отличается от результатов работ [4, 5] и имеет следующий физический смысл: совместное действие обоих стабилизирующих факторов приводит к тому, что они мешают друг другу, в результате чего всегда остается область неустойчивости. Мешающее действие связано с тем, что внешние силы, уменьшая амплитуду колебаний электронов, одновременно уменьшают и разделение пучков, т. е. ослабляют поляризационные силы.

3. Зоны неустойчивости и инкременты

Рассмотрим вначале случай $\xi \ll 1$, который имеет место уже при сравнительно небольшой компенсации $\alpha \gg \gamma m/M \ll 1$. Как отмечено выше, зона неустойчивости при этом соответствует $\frac{\lambda}{v} < k < k_2$, так как максимум $F(\omega)$ для всех $k > \frac{\lambda}{v}$ остается меньше нуля. Вычисляя величину k_2 , получим область неустойчивости:

$$\lambda^2 < (kv)^2 < \lambda^2 + \Omega^2 \left[1 + 3\xi^{1/3} \left(1 + \frac{\lambda^2}{\Omega^2} \right)^{1/3} \right], \quad (8)$$

которая уменьшается, но не исчезает при условии $\Omega < \lambda$, соответствующем перекрытию областей стабилизации поляризацией и внешним полем.

Комплексные корни в зоне неустойчивости равны

$$\omega \approx \xi \frac{kv\Omega^4}{[\Omega^2 + \lambda^2 - (kv)^2]^2} \pm i \sqrt{\xi \Omega^2 \frac{(kv)^2 - \lambda^2}{\Omega^2 + \lambda^2 - (kv)^2}}. \quad (9)$$

Отсюда видно, что инкремент относительно мал ($\sim \sqrt{\xi}$) и неустойчивость почти аperiодическая ($Re\omega \ll Im\omega$). Наиболее опасен пра-

вый край зоны неустойчивости $(kv)^2 \rightarrow \Omega^2 + \lambda^2$. В этом случае приближенное выражение (9) неприменимо и заменяется выражением

$$\omega \approx \Omega \left(\frac{\xi \Omega}{4 \sqrt{\Omega^2 + \lambda^2}} \right)^{1/3} (1 \pm i). \quad (10)$$

Фактически, однако, максимальное значение инкремента может определяться разбросом частоты $\Delta\Omega^*$. Для точного учета этих флуктуаций требуется отказаться от принятой простой модели. Грубо оценить эффект можно, если принять, что минимальное значение разности

$$\Omega^2 + \lambda^2 - (kv)^2 = 2\Omega^2\delta, \quad \text{где } \delta = \frac{\Delta\Omega}{\Omega}.$$

Из (9) получим

$$\omega \approx \xi \frac{\sqrt{\Omega^2 + \lambda^2}}{4\delta^2} \pm i \sqrt{\frac{\xi \Omega^2}{2\delta}}. \quad (11)$$

Рассмотрим теперь противоположный предельный случай $\xi \gg 1$, который соответствует очень слабой компенсации пучка ($\alpha \ll \frac{\gamma m}{M}$) и может осуществляться только при условии, что приняты специальные меры по очистке пучка от ионов. Обе границы области неустойчивости соответствуют теперь касанию $F(\omega)$ и $F = 1$ (см. рисунок). Если значение kv в области неустойчивости характеризовать параметром p ($-1 \leq p \leq 1$):

$$kv = \lambda + \omega_0 + p \sqrt{\omega_0^3/\lambda\xi}; \quad \omega_0^2 = \xi\Omega^2, \quad (12)$$

то комплексно-сопряженные корни равны

$$\omega \approx \omega_0 \left[1 + \frac{3p}{2} \sqrt{\frac{\omega_0}{\lambda\xi}} \pm \frac{i}{2} \sqrt{\frac{\omega_0(1-p^2)}{\lambda\xi}} \right]. \quad (13)$$

4. Устойчивые случаи

В некоторых случаях обнаруженной в разд. 2 «универсальной» неустойчивости все же нет. Это связано с конечной длиной ($2\pi R$) пучка в кольцевом ускорителе и, следовательно, с дискретным спектром возмущений: $k_l = lR^{-1}$, где l — целое число. Отсюда две возможности избежать неустойчивости: 1) если наименьшее

* Существенно наличие непрерывного спектра частот, т. е. случайных колебаний частоты Ω , что как раз характерно для пучка, находящегося обычно в сильно неравновесном состоянии. Напротив, пространственные и медленно меняющиеся неоднородности внешних полей приводят лишь к сдвигу частоты λ и не ограничивают ω . Исключение составляют внешние силы, вызванные токами Фуко, поскольку они флуктуируют пропорционально току пучка.

значение $k = R^{-1} *$ больше k_2 — правого края области неустойчивости; 2) если вся область неустойчивости лежит между возможными значениями k_l .

Для $\xi \ll 1$ существенны, вообще говоря, обе возможности. Первая приводит к требованию $\omega_H^2 > \lambda^2 + \Omega^2$ (здесь $\omega_H = \frac{v}{R}$). Если в качестве внешней силы рассмотреть ведущее поле ускорителя, то $\lambda = \omega_H Q$, где Q — число бетатронных колебаний на один оборот. Тогда получим $(\Omega/\omega_H)^2 < 1 - Q^2$.

Отметим, что это выражение, как и все последующие, справедливо и для сильной фокусировки ($Q > 1$), где оно соответствует так называемому сглаженному приближению. Высшие гармоники, характеризующие «искажение» траектории, всегда неподвижны, не влияют на локальную частоту колебаний пучка ω и потому не изменяют условий устойчивости **. Из последнего неравенства видно, что первая возможность стабилизации реализуется только при слабой фокусировке и приводит к следующему ограничению на ток пучка:

$$v_e < \frac{\gamma \beta^2}{2\alpha} \left(\frac{a}{R} \right)^2 \cdot Q^2. \quad (14)$$

Вторая возможность осуществляется, если $\sqrt{Q^2 + \left(\frac{\Omega}{\omega_H} \right)^2} - Q < 1 - \{Q\}$, где символ $\{ \}$ означает дробную часть аргумента. Отличие от только что рассмотренного случая возникает, очевидно, для жесткой фокусировки. Предельный ток

$$v_e < \frac{\gamma \beta^2}{2\alpha} \left(\frac{a}{R} \right)^2 [(1 + Q - \{Q\})^2 - Q^2], \quad (15)$$

что приблизительно в Q раз больше, чем для слабой фокусировки, и во столько же раз меньше, чем по оценке, проведенной в работе [5].

Для $\xi \gg 1$ достаточно рассмотреть лишь вторую возможность стабилизации, ввиду относительно узкой области неустойчивости. Для этого случая получим

$$2 \sqrt{\frac{\omega_0^2}{\lambda \xi \omega_H^2}} < 1 - \left(Q + \frac{\omega_0}{\omega_H} - \sqrt{\frac{\omega_0^2}{\lambda \xi \omega_H^2}} \right). \quad (16)$$

Наивыгоднейшие условия соответствуют такому выбору рабочей точки, при котором член

* Мы не рассматриваем значение $l = 0$, которое всегда удовлетворяет условию устойчивости $kv < \lambda$ (см. разд. 2).

** Отсюда следует, в частности, что первый способ стабилизации, предложенный в работе [5], не осуществляется.

в скобках равен нулю. Тогда предельный ток

$$v_e < \frac{\gamma \beta^2}{2\alpha} \left(\frac{a}{R} \right)^2 \left(\frac{Q}{16\xi} \right)^{1/3}. \quad (17)$$

Это значение, хотя и кажется меньше, чем (16) [$(\xi \gg 1)$], на самом деле весьма велико из-за малой величины $\alpha \ll \frac{\gamma m}{M}$.

5. Силы трения

Рассмотрим влияние сил трения. Под силой трения будем понимать любую силу, направленную против скорости электрона. Учитывая, что $y_e \sim \exp i(kx - \omega t)$, можно написать ($\lambda_1 > 0$)

$$f_T = -\gamma m \lambda_1 \dot{y}_e = -i(kv - \omega) \lambda_1 y_e \gamma m. \quad (18)$$

Сила трения эквивалентна мнимой добавке к внешней силе:

$$\lambda^2 \rightarrow \lambda^2 + i\lambda_1(kv - \omega). \quad (19)$$

Предполагая, что эта добавка достаточно мала ($\lambda_1 \rightarrow 0$), можно найти поправку $\Delta\omega$ по формуле

$$\begin{aligned} \frac{\partial F(\omega, \lambda^2)}{\partial \lambda^2} \Delta\lambda^2 + \frac{\partial F(\omega, \lambda^2)}{\partial \omega} \Delta\omega + \\ + \frac{\partial^2 F(\omega, \lambda^2)}{\partial \omega^2} \frac{(\Delta\omega)^2}{2} = 0, \end{aligned} \quad (20)$$

где $\Delta\lambda^2 = i\lambda_1(kv - \omega)$, а в качестве ω подставляются значения корней дисперсионного уравнения (7).

Рассмотрим выражение для поправки к частоте в линейном приближении (20):

$$\Delta\omega = -i\lambda_1(kv - \omega) \frac{\partial F/\partial \lambda^2}{\partial F/\partial \omega}. \quad (21)$$

Так как $\frac{\partial F}{\partial \lambda^2} = \frac{\Omega^2}{[(kv - \omega)^2 - \lambda^2]^2} > 0$, то знак $Jm(\Delta\omega)$ определяется знаками $kv - \omega$ и $\partial F/\partial \omega$ и может быть как отрицательным (затухание), так и положительным (неустойчивость). Поскольку $Jm(\Delta\omega) \sim (\partial F/\partial \omega)^{-1}$, то ясно, что наиболее сильное влияние трения соответствует как раз максимуму и минимуму $F(\omega)$. В этом случае из (20) получим

$$\Delta\omega = \pm \sqrt{-i\lambda_1(kv - \omega) \frac{\partial F/d\lambda^2}{\partial^2 F/d\omega^2}}. \quad (22)$$

Радиационное трение, наиболее существенное для электронов, оказывается, к сожалению, слишком слабым, чтобы подавить рассмотренную неустойчивость. Однако неустойчивость,

возникающая под действием сил трения, может оказаться существенной.

Физический смысл такой диссипативной неустойчивости состоит в том, что скорость электронов ($y \sim kv - \omega$) может быть направлена противоположно локальной скорости волны ($\frac{\partial y}{\partial t} \sim -\omega$). Тогда сила трения совпадет по направлению со скоростью волны и может привести к раскачке. Механизм раскачки связан с рассеянием электронов в поле ионного шнура, который колеблется с некоторым сдвигом фаз по отношению к электронному шнуру. Отсюда ясно, что диссипативная неустойчивость на силах трения возможна только в присутствии ионов.

6. Затухание Ландау

Учтем теперь разброс продольных скоростей электронов и ионов*, что, как известно, приводит к затуханию колебаний [7]. Ограничимся рассмотрением упрощенного дисперсионного уравнения [8]. Это уравнение может быть получено из выражения для поляризационной силы (2), в которое вместо y_e, y_i нужно подставить усредненные по функции распределения значения смещений электронов и ионов. Произведя вычисления, получим

$$\xi \Omega^2 \int \frac{f_i du}{(\omega - ku)^2} + \Omega^2 \int \frac{f_e dv}{(\omega - kv)^2 - \lambda^2} = 1. \quad (23)$$

Точная теория [7] показывает, что интегрирование в (23) должно проводиться в комплексной плоскости переменных v, u с обходом нулей знаменателей (v_0, u_0) снизу. Ионное и электронное затухание Ландау пропорциональны величинам $f_i(u_0)$ и $f_e(v_0)$ соответственно. Если ими можно пренебречь, то мы возвратимся к дисперсионному уравнению (7).

Поскольку нас интересует граница устойчивости, будем считать значение ω в (23) действительным. При $\xi \ll 1$ это значение в области неустойчивости мало, поэтому величиной $f_e(v_0) = f_e\left(\frac{\omega \pm \lambda}{k}\right)$ можно пренебречь**. Таким образом, существенна только ионная температура. Для того чтобы значение ω было действительным, выберем его таким, чтобы мнимая часть интеграла $\left(\frac{i\pi}{k^2} \cdot \frac{\partial f_i(\omega/k)}{\partial u}\right)$ обратилась в нуль. Примем, что максимум $f_i(u)$

соответствует $u = 0$, следовательно, $\omega = 0$. Действительную часть интеграла удобно выразить через функцию распределения $\varphi(x)$ от безразмерной скорости $x = \frac{u}{\Delta u}$, где Δu характеризует разброс:

$$\frac{f_i du}{(\omega - ku)^2} = \frac{1}{(k \Delta u)^2} \int \frac{\varphi'(x) dx}{x} = -\frac{I_i}{(k \Delta u)^2}; \quad I_i > 0 (\sim 1). \quad (24)$$

Подставив это выражение в (23), найдем границу устойчивости в виде

$$\frac{I_i \xi \Omega^2}{(k \Delta u)^2} = \frac{\Omega^2 + \lambda^2 - (kv)^2}{(kv)^2 - \lambda^2}. \quad (25)$$

Полученное выражение имеет смысл лишь в зоне неустойчивости (8). В устойчивой области k уравнение (23) невозможно удовлетворить действительным ω , что указывает на присутствие затухания Ландау, декремент которого в области, близкой к (8), равен приблизительно $(k \Delta u) / \sqrt{I_i}$ [см. (25) и (9)]. Из соотношения (25) видно, что область неустойчивых значений (kv) несколько сокращается:

$$\lambda^2 + \frac{\Omega^2}{1 + \frac{\xi \Omega^2 I_i}{(k \Delta u)^2}} < (kv)^2 < \lambda^2 + \Omega^2, \quad (26)$$

но не исчезает. Сокращение области существенно при малом значении величины

$$\frac{\xi \Omega^2 I_i}{(k \Delta u)^2} = \left(\frac{\Omega}{kv}\right)^2 \cdot \frac{I_i}{a} \cdot \frac{\gamma m v^2}{M (\Delta u)^2}. \quad (27)$$

Поскольку устойчивый случай соответствует $\Omega \sim kv$ (см. разд. 4), то из (27) следует, что сужение области незначительно.

При $\xi \gg 1$ значение $\omega \approx kv - \lambda \approx \omega_0$ велико, так что величиной $f_i(u_0) = f_i(v - \lambda/k)$ можно пренебречь. Дисперсионное уравнение принимает вид

$$\frac{\xi \Omega^2}{\omega^2} - \frac{\Omega^2/2\lambda}{\omega - kv - \lambda} + \frac{\Omega^2}{2\lambda} \int \frac{f_e dv}{\omega - kv + \lambda} = 1. \quad (28)$$

В отличие от предыдущего случая мнимая часть интеграла не обращается в нуль ни при каком ω :

$$Jm \frac{\Omega^2}{2\lambda} \int \frac{f_e dv}{\omega - kv + \lambda} = -\frac{\pi \Omega^2}{2k\lambda} f_e\left(\frac{\omega - \lambda}{k}\right). \quad (29)$$

Это значит, что границы устойчивой области вообще не существует, т. е. разброс электронных скоростей приводит к увеличению инкремента. Действительно, поправку к частоте можно определить по формуле (20), подставив в нее вместо первого слагаемого величину (29), умноженную на i . Для дополнительного инкре-

* Ионы считаются незамагниченными.

** Предполагается, что $kv \neq \lambda$.

мента, связанного с затуханием Ландау, получим

$$Jm(\Delta\omega) = \frac{\pi}{20} \cdot \frac{\omega_0^3}{\xi k \lambda} \cdot f_e\left(\frac{\omega - \lambda}{k}\right) > 0. \quad (30)$$

Этот дополнительный инкремент по величине может достигать основного (13). Так как величина (29) всегда отрицательна, то затухание Ландау приводит к неустойчивости для $\frac{\partial F}{\partial \omega} < 0$ (20). Практически эта неустойчивость существенна лишь при $\omega \approx kv \pm \lambda$, поскольку обычно распределение электронов по скоростям достаточно узкое. Физический смысл неустойчивости такой же, как и рассмотренный в разд. 5, так как затухание Ландау в конечном счете связано со столкновениями частиц, т. е. является своеобразным трением. Важность столкновений следует из предположений [7] о неизменности функции распределения. Роль столкновений ясно продемонстрирована в работах [9, 10]. Неустойчивость на затухании Ландау, по-видимому, близка по своему механизму к так называемой универсальной неустойчивости в плазме [11].

Пользуюсь случаем выразить искреннюю благодарность Г. И. Будкеру, В. М. Галицкому, В. И. Карпману, С. С. Моисееву, Р. З. Сагдееву, В. В. Соколову, А. М. Стефановскому и И. Б. Хриповичу за полезные обсуждения.

Поступила в Редакцию 13/VIII 1964 г.
В окончательной редакции 12/IV 1965 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. В. Чириков. «Атомная энергия», 6, 630 (1959).
2. В. К. Мельников. «Докл. АН СССР», 148, 1259 (1963).
3. Г. И. Будкер. «Атомная энергия», № 5, 9 (1956).
4. D. Finkelstein, P. A. Sturrock. Plasma Physics. Mc Graw-Hill Book Co., 1961.
5. Д. Финкельштейн. Сб. «Накопление релятивистских частиц». М., Атомиздат, 1963, стр. 171.
6. А. А. Веденов, Е. П. Велихов, Р. З. Сагдеев. «Усп. физ. наук», LXXIII, 701 (1961).
7. Л. Д. Ландау. ЖЭТФ, 16, 574 (1946).
8. J. E. Drummond. Plasma Physics. By ed. J. Drummond. Mc Graw-Hill Book Co., 1961.
9. А. А. Веденов, Е. П. Велихов, Р. З. Сагдеев. Nucl. Fusion, 1, 82 (1961).
10. В. Е. Захаров, В. И. Карпман. ЖЭТФ, 43, 490 (1962).
11. А. А. Галеев, В. Н. Ораевский, Р. З. Сагдеев. ЖЭТФ, 44, 903 (1963).

УДК 539.173.8

Распределение удельной ионизации по треку в зависимости от начальной энергии осколков деления U^{235}

Ф. Насыров, А. А. Ростовцев, Ю. И. Ильин, С. В. Ликёз

С помощью телескопа из 11 импульсных ионизационных камер и двумерного амплитудного анализатора импульсов измерено распределение по треку удельных потерь энергии на ионизацию в зависимости от начальной энергии осколков деления. Исследовали осколки деления U^{235} , возникающие под действием тепловых нейтронов, в интервале начальных энергий 78—115,5 Мэв (легкие осколки) и 34—88 Мэв (тяжелые осколки). Полученные данные позволили найти зависимость удельной ионизации от скорости осколков деления. Эти зависимости указывают на некоторые различия в характере ионизационных потерь энергии легких и тяжелых осколков.

Прохождению осколков деления и других заряженных частиц через вещество посвящено значительное число теоретических работ и обобщений (см., например, [1]). В то же время экспериментального материала по этому вопросу немного. Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные о распределении

удельной ионизации вдоль трека относятся к наиболее вероятным осколкам деления [2, 3]. Накопление экспериментального материала по ионизационным потерям энергии и изменению заряда осколков вдоль трека представляет значительный интерес вследствие важных различий процессов торможения осколков и других заряженных частиц. Одно из отличий заключается в том, что в начальный момент движения осколок обладает большим положительным зарядом [4, 5], который непрерывно уменьшается в процессе замедления за счет захвата электронов [6, 7]. Распределение удельных потерь энергии по треку зависит от закона, которому следует уменьшение этого эффективного заряда осколка. Впервые наиболее детально теоретически эти вопросы были рассмотрены Бором [8—10], и его выводы остаются в силе до настоящего времени.