[6] B. L. Bastien, J. P. Berge, O. I. Dahl, M. Ferro-Luzzi, P. H. Miller, J. J. Murray, A. H. Rosenfeld, M. B. Watson. Phys. Rev. Lett., **8**, 114, 1962.
[7] D. D. Carmony, A. H. Rosenfeld, R. T. Van de Walle. Phys. Rev. Lett., **8**, 117, 1962.
[8] E. Pickup, D. K. Robinson, E. O. Salant. Phys Rev. Lett., **8**, 329, 1962.
[9] R. Gatto. Proc. 1962 Intern. Conf. on High Energy Phys. at CERN, стр. 36.
[10] C. Mencuccini, R. Querzoli, G. Salvini, V. G. Silvestrini. Proc. 1962, Intern. Conf. on High Energy Phys. at CERN, стр. 33.
[11] M. Chretien, F. Bulos, H. R. Crouch at al. Phys. Rev. Lett., **9**, 127, 1962.
[12] M. Meer, R. Kraemer, L. Madansky at al. Proc. 1962 Intern. Conf. on High Energy Phys. at CERN, стр. 103.
[13] Nguen Din Tu. Proc. 1962. Intern Conf. on High Energy Phys. at CERN, стр. 111.
[14] М. И. Дымент, Г. И. Копылов. Препринт ОИЯИ, Р-581, 1960.

О КОЭФФИЦИЕНТЕ ДИФФУЗИИ БОМА

С. С. Моисеев, Р. З. Сагдеев

В 1949 году Д. Бом экспериментально обнаружил [1], что коэффициент диффузии плазмы поперек магнитного поля значительно превышает получающийся из классической кинетической теории. Он заключил, что причиной такой аномалии является неустойчивость неизвестной природы, приводящая к переходу плазмы в турбулентное состояние, и постулировал, что коэффициент такой аномальной диффузии равен

$$D_{\perp} = cT/16eH, \tag{1}$$

где H — напряженность магнитного поля, T — температура плазмы, c — скорость света в вакууме, e — заряд электрона. С тех пор многочисленные попытки установления природы неустойчивости и характера вызываемой ею турбулентности не привели к расшифровке этой аномалии (в лучшем случае за счет привлечения дополнительных гипотез удавалось получить численно (!) близкие значения коэффициента диффузии в определенных условиях [2]). С другой стороны, непрекращающиеся эксперименты по диффузии плазмы (см. обзор [3]) часто приводили к противоречивым результатам, иногда обнаруживая удовлетворительное согласие с классической теорией.

Ниже мы покажем, что в полностью ионизованной плазме малого давления, помещенной в сильное магнитное поле ($p \ll H^2/8\pi$), действительно существует неустойчивость в условиях, когда магнитное поле имеет прямые силовые линии (направим их по оси z) и однородно по длине. Единственной причиной такой неустойчивости является наличие градиента плотности плазмы dn/dx (направим его по оси x). Рассмотрение же турбулентности, возникающей вследствие такой неустойчивости, приведет нас к коэффициенту диффузии, близкому к (1). Мы покажем также, что закон (1) не является универсальным и что существуют режимы, в которых коэффициент диффузии может меняться, в частности, как H^{-2}.

В настоящей заметке, носящей предварительный характер, не излагаются детали вывода. Мы лишь обрисуем вкратце его схему. Известно, что в плазме, которую часто можно рассматривать как квазинейтральную смесь двух газов (ионного и электронного), при наличии градиента плотности могут распространяться так называемые «дрейфовые» волны, удовлетворяющие дисперсионному уравнению

$$1 - c\frac{k_y T}{\omega e H}\frac{d \ln n(x)}{dx} = 0, \qquad k_y^2 \gg k_z^2 \tag{2}$$

(мы предполагаем возмущение в виде $f(x)\exp(i\omega t + ik_y y + ik_z z)$).

Оказывается, наличие силы трения между электронным и ионным газами (иначе говоря, конечное электрическое сопротивление плазмы) может приводить к раскачке «дрейфовых» волн. Опуская вывод линейной теории устойчивости, отличающийся от проводившегося неоднократно для дрейфовых волн лишь учетом одного члена

$$\mathbf{F}_{\text{тр}} = -m_e(\mathbf{v}_e - \mathbf{v}_i)\nu$$

($\mathbf{F}_{\text{тр}}$ — сила трения, m_e — масса электрона, $\mathbf{v}_{i,e}$ — скорость ионов и электронов, ν — эффективная частота соударений электронов с ионами), приведем окончательное дифференциальное уравнение, получающееся для возмущения электрического потенциала φ:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} - \left\{1 - i\frac{\omega_{He}\omega_{Hi}k_z^2}{\nu k_y^2\omega}\left[1 - \frac{\omega_e}{\omega}\right]\right\}k_y^2\varphi = 0,$$

$$\omega_{Hi,e} = \frac{eH}{m_{i,e}c}, \qquad \omega_e = k_y\frac{cT}{eH}\frac{d\ln n(x)}{dx}. \tag{3}$$

Здесь m_i — масса иона. Уравнение (3) получено в предположении холодных ионов (т. е. температура электронов $T_e \gg T_i$). Это уравнение по виду напоминает уравнение Шредингера, но с комплексным потенциалом:

$$U(x) = k_y^2\left\langle 1 + \frac{\omega_{He}\omega_{Hi}|\delta|[1 - 2\omega_e(x)\Omega/(\Omega^2+\delta^2)]k_z^2}{\nu(x)k_y^2(\Omega^2+\delta^2)} - \right.$$

$$\left. - i\frac{\omega_{He}\omega_{Hi}k_z^2}{\nu(x)k_y^2(\Omega^2+\delta^2)}\left(\Omega - \frac{\Omega^2-\delta^2}{\Omega^2+\delta^2}\omega_e(x)\right)\right\rangle, \quad \omega = \Omega + i\delta. \tag{4}$$

В приближении ВКБ для оценки собственных значений частоты ω, соответствующих возмущениям, исчезающим вне плазмы, можно воспользоваться условием [4]

$$U(\omega, k, x_0) = 0. \tag{5}$$

В нашем случае это дает

$$\omega^2 - i\frac{\omega_{He}\omega_{Hi}k_z^2}{\nu k_y^2}\omega + i\frac{\omega_{He}\omega_{Hi}k_z^2}{\nu k_y^2}\omega_e = 0. \tag{6}$$

Отсюда максимальное значение инкремента неустойчивости имеет порядок $\delta = -\operatorname{Im}\omega \sim -\omega_e$ и достигается для k_y и k_z, удовлетворяющих условию

$$\omega_e \sim (\omega_{He}\omega_{Hi}/\nu)(k_z/k_y)^2. \tag{7}$$

Длина же волны λ_x (в направлении градиента) возмущения имеет порядок

$$\lambda_x = 2\pi/k_x \sim |U|^{-1/2}. \tag{8}$$

Для значений k_y, k_z, удовлетворяющих (7), λ_x автоматически оказывается порядка k_y^{-1}.

Коэффициент «турбулентной» диффузии из размерных соображений имеет вид

$$D_\perp \sim \tau^{-1}\lambda_\perp^2, \tag{9}$$

где τ — время исчезновения корреляций, которое разумно выбрать $\sim (\mathrm{Im}\,\omega)^{-1}$, $\lambda_\perp$ — характерный размер турбулентных пульсаций в направлении, перпендикулярном H. Естественно в качестве $\lambda_\perp$ взять длину волны неустойчивости $\lambda_x \sim k_y^{-1}$. Для самых длинных волн $k_y \sim 2\pi / r$, где r — поперечный размер системы (продольный же размер пульсаций k_z^{-1} получим из условия максимальности инкремента (7)). В результате (9) дает

$$D_\perp \sim cT / 2\pi eH. \tag{10}$$

Укажем на возможные отклонения от формулы (10). В достаточно коротких трубках, когда k_z ограничено снизу условием $k_z \geqslant 2\pi / L_\parallel$ ($L_\parallel$ — продольный размер системы), может оказаться, что мы не в состоянии удовлетворить условию (7) максимальности инкремента при $k_y \sim 2\pi / r$. При заданной длине трубки с ростом H, как видно из (7), наступает момент, когда условие максимальности инкремента нарушается. Магнитные поля, выше которых меняется характер диффузии, имеют порядок

$$H^* \sim L_\parallel^{2/3} c\,(m_i m_e \nu T)^{1/3} / r^{4/3} e. \tag{11}$$

При этом коэффициент диффузии оказывается равным

$$D_\perp \sim (cT / 2\pi eH)\, H^* / H. \tag{12}$$

В настоящей статье не приводится детальное сопоставление с многочисленными экспериментальными данными, поскольку часто наслаиваются неучтенные побочные факторы, такие как влияние нейтрального газа, а также продольного тока на характер диффузии плазмы. Однако приведенные уже здесь результаты подтверждают возможность наблюдения аномальной диффузии плазмы $\sim 1/H$.

Новосибирский государственный университет

Поступило в редакцию 21 ноября 1962 г.; после переработки 20 декабря 1962 г.

Литература

[1] A. Guthree, P. K. Wakerling. The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields, N. Y., 1949.
[2] Б. Б. Кадомцев. ЖЭТФ, **43**, 1688, 1962.
[3] F. G. Hoh. Rev. Mod. Phys., **34**, 267, 1962.
[4] А. А. Галеев. ЖЭТФ (в печати).

О ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ФАЗ $\pi\pi$-РАССЕЯНИЯ ИЗ УГЛОВЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ K_{e4}-РАСПАДА

Е. П. Шабалин

Опыты по изучению K_{e4}-распада будут осуществлены, по-видимому, в ближайшее время (один случай такого распада уже наблюдался [1]). В связи с этим нам хотелось бы обратить внимание экспериментаторов на то, что исследование угловых корреляций в K_{e4}-распаде может дать сведения о взаимодействии π-мезона с π-мезоном.