

6. Teich M. C., Rosenberg J. Opto-electronics, № 3, 63 (1971).
7. Churnside J. H., McIntyre Ch. M. Appl. Opt., 17, 2141 (1978).
8. Churnside J. H., McIntyre Ch. M. Appl. Opt., 17, 2148 (1978).
9. Jakeman E., Oliver C. J., Pike E. R. Adv. in Phys., 24, 349 (1975).
10. Казарян Р. А. Итоги науки и техники, Радиотехника, ВИНТИ, 33 (1984).

ՀՈՍԱՆՔԻ ՏԱՏԱՆՈՒՄՆԵՐԸ ՏՈՒՐԲՈՒԼԵՆՏ ՄԹՆՈՒՐՏՈՎ ԱՆՑԱԾ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԻՄՊՈՒԼՍՆԵՐԻ ԸՆԴՈՒՆՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Ա. Վ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ

Դիտարկվում է միջուրտային աղմուկների և ընդունիչի սինխրոնիզացիայի սխալների ազդեցությունը օպտիկական իմպուլսների ընդունիչի շեմային սարքի մուտքում առկա ազդանշանային հոսանքի հավանականության բաշխման վրա: Քննարկվում է ինչպես ջերմային, այնպես էլ կոտորակային աղմուկների առկայությունը:

FLUCTUATIONS OF A SIGNAL AT THE RECEPTION OF OPTICAL PULSES TRAVERSING A TURBULENT ATMOSPHERE

A. V. HOVHANNISYAN

The combined influence of multiplicative noise of an atmospheric channel and errors of receiver synchronization on the probability density of signal current fluctuations at the input of a threshold device of optical pulse receiver was considered. Both the thermal and shot noises were taken into account.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 1, 40—44 (1988)

УДК 537.612

К КИНЕТИКЕ ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА, НАХОДЯЩЕГОСЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Э. Р. ГУРЗАДЯН

Ереванский политехнический институт

(Поступила в редакцию 30 ноября 1986 г.)

Показано, что в гидродинамическом приближении в ионизованном газе, находящемся в постоянном магнитном поле под действием лазерного излучения, может происходить сильное размешивание с экспоненциальной скоростью. Оценено характерное время этой неустойчивости.

В последнее время методы теории динамических систем начинают интенсивно применяться в теоретических и экспериментальных исследованиях с использованием лазерной техники [1—3]. Так, уже найдены примеры явлений, обладающие свойствами странных аттракторов, получены экспериментальные оценки таких теоретически предсказанных параметров, как показатели Ляпунова, энтропия Колмогорова, фрактальная размерность и т. д. [3—5].

В настоящей работе на примере упрощенной модели мы обсудим некоторые кинетические свойства ионизованного газа (для простоты газ будем считать полностью ионизованным), движущегося в постоянном

магнитном поле вдоль силовых линий под действием лазерного излучения. При этом мы будем использовать полученные Арнольдом результаты по свойствам геодезических односторонне инвариантных метрик на группах Ли [6, 7]. Мы покажем, что в рамках рассмотренной модели движение подобного газа может оказаться экспоненциально неустойчивым, а также оценим соответствующий характерный путь потери информации частицами жидкости.

Пусть кювета, наполненная ионизованным газом, помещена в постоянное магнитное поле и находится под действием непрерывного лазерного излучения. В приближении магнитной гидродинамики, когда выполнены соответствующие неравенства на электрон-электронную, ион-ионную столкновительные и ларморовские частоты, состояние среды определяется уравнениями Максвелла и гидродинамическими уравнениями (Эйлера и непрерывности) (см., например, [8]).

Для случая равномерного движения газа с бесконечно малым электрическим сопротивлением, как известно, магнитные силовые линии увлекаются средой при поперечном движении последней. При движении среды вдоль магнитных силовых линий структура поля не меняется.

Основным нашим упрощением в последующем анализе будет отождествление течения подобной жидкости с движением на поверхности тора:

$$T^2 = \{(x, y) \bmod 2\pi\}. \quad (1)$$

Очевидно, что выполнения этого условия всегда можно достичь, накладывая удобные граничные условия на стенках кюветы либо рассматривая область, достаточно малую по сравнению с размерами кюветы, так чтобы можно было пренебречь влиянием стенок.

Рассмотрим группу диффеоморфизмов SDT^2 , сохраняющих элемент объема. Алгебра Ли, соответствующая группе SDT^2 , состоит из всех векторных полей с нулевой дивергенцией на T^2 . Скалярное произведение двух элементов алгебры Ли определяется следующим образом:

$$\langle u, v \rangle = \int_{T^2} (u_1 v_1 + u_2 v_2) dx dy, \quad (2)$$

где $dx dy$ — риманов элемент объема (обозначения и подробности см. в [6, 7]).

Стационарное течение жидкости, определяемое уравнениями магнитогидродинамики, будет описываться кривой $t \rightarrow g_t$ на группе SDT^2 , где диффеоморфизм g_t есть отображение, которое переводит каждую частицу жидкости из положения, где она была в нулевой момент, в положение, где она окажется в момент t .

Кинетическая энергия жидкости (с единичной плотностью)

$$T = \frac{1}{2} \langle v, v \rangle \quad (3)$$

индуцирует правоинвариантную риманову метрику на группе диффеоморфизмов SDT^2 , так как поле скоростей получается из касательного в

точке g вектора $\bar{g}$ правым сдвигом. Тогда с помощью принципа наименьшего действия движение идеальной жидкости можно представить геодезическими, описываемыми уравнением

$$\nabla_u u = 0 \quad (4)$$

на группе диффеоморфизмов с приведенной выше правоинвариантной метрикой.

Свойства потока геодезических, характеризующие движение жидкости, определяются не только уравнениями (4), но и уравнениями расхождения геодезических

$$\nabla_u \nabla_u n + R(n, u)n = 0, \quad (5)$$

где n — вектор расхождения геодезических, R — тензор Римана.

Когда кривизна данного многообразия ($\|u\|=1$, $\langle u, n \rangle = 0$)

$$K_{u, n}(s) = \frac{\langle R(u, n)u, n \rangle}{\|n\|^2} \quad (6)$$

отрицательна, то, как можно показать с помощью уравнения Якоби (5), геодезические будут расходиться с экспоненциальной скоростью [6]

$$\|n(s)\| \geq \frac{1}{2} \|n(0)\| \exp(\sqrt{-K}s),$$

где $K = \min \{K_{u, n}(s)\}$. Следовательно, поток будет экспоненциально неустойчивым.

Пусть на наш ионизованный газ действует монохроматическое лазерное излучение

$$E = A e^{ikx - \omega t},$$

где A не зависит от времени и от координат, x — направление вдоль силовых линий (для простоты предполагаем лазер непрерывного действия). Интенсивность лазера мала, так что можно пренебречь нелинейными эффектами. Как можно видеть из уравнений движения, в таком периодическом поле (действующем преимущественно на электронную компоненту газа) как пространственное распределение осциллирующих электронов, так и их поле скоростей будет периодическим. Пренебрегая пока временной зависимостью (осцилляциями), поле скоростей в плоскости (x, y) (y — перпендикулярное к x направление в плоскости распространения волны) запишем в виде

$$v = a(0, \sin kx), \quad (7)$$

где a — средняя (тепловая) скорость электронов.

Если движение стационарно, то геодезические образуют однопараметрическую подгруппу группы $S_0 D T^2$ и расхождение геодезических определяется только кривизной двумерных векторов, содержащих вектор скорости. Тогда, используя выражения для кривизны этой подгруппы, приведенные в [6, 7], можно вычислить усредненную кривизну

$$\bar{K} = -\frac{k_0^2}{2S}, \quad (8)$$

где $S = 4\pi^2$ — площадь тора, $k_0 = \left[\frac{k}{\text{см}^{-1}} \right]$.

Хотя существуют направления, для которых эта кривизна положительна, для большинства направлений она отрицательна, что и выражается знаком $\bar{K}$, который отрицателен. Используя выражение (8), можно получить характерный путь l , на котором в e раз возрастают ошибки в начальных данных:

$$l = (-\bar{K})^{-1/2} \approx \sqrt{2} \lambda, \quad (9)$$

где λ — длина волны излучения.

Используя (2) и (7), имеем

$$\langle v^2 \rangle = \frac{2\pi a^2}{s} \int_0^{2\pi} \sin^2 kx \, dx = \frac{a^2}{2} - \frac{a^2 \sin 4\pi k_0}{8\pi k_0}. \quad (10)$$

Так как для реальных лазеров волновое число $k \gg 1$, то в (10) можно пренебречь вторым слагаемым. Тогда для соответствующего характерного времени неустойчивости можно получить

$$\tau \approx \frac{\lambda}{a}.$$

Например, при $\lambda \sim 10^4 \text{ \AA}$ и $T \sim 500 \text{ K}$ τ составляет $\sim 10^{-11} \text{ с}$.

Как известно, свойство хаотичности системы связано с «грубостью» последней, что в данном случае обосновывает пренебрежение временной зависимостью флуктуаций [6]. Этот вывод следует, в частности, и из [5], где показано образование странного аттрактора при учете лазерного флуктуационного члена (см. также [9]).

Итак, под действием монохроматического лазерного излучения рассматриваемое движение электронной жидкости является экспоненциально неустойчивым при одновременно устойчивом поле скоростей; происходит сильное размешивание, т. е. потеря информации о начальных условиях за время порядка τ .

Выражаю благодарность Г. Ю. Крючкову, А. О. Меликяну, М. Е. Мовсисяну и Н. В. Табрияну за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Farmer J. D. et al. *Physica*, 7D, 153 (1983).
2. Grassberger P., *Procaccia J. Phys. Rev.*, A28, 2591 (1983).
3. Grassberger P., *Procaccia J. Phys. Rev. Lett.*, 50, 346 (1983).
4. Badii R., Politi A. *Phys. Rev. Lett.*, 52, 1661 (1984).
5. Puccioni C. et al. *Phys. Rev. Lett.*, 55, 339 (1985).
6. Арнольд В. И. Математические методы классической механики. Изд. Наука, М., 1979.
7. Arnold V. I. *Ann. L'institute Fourier*, XVI, 319, Paris, 1966.
8. Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Физическая кинетика. Изд. Наука, М., 1979.
9. Гурзадян Э. Р. Оптика и спектроскопия, 64, 140 (1988).

Է. Ռ. ԳՈՐԶԱԴՅԱՆ

Հիդրոդինամիկական մոտավորությամբ ցույց է տրված, որ մագնիսական դաշտում և լազերային ճառագայթման ազդեցության տակ գտնվող էլեկտրոնային գազը ենթակա է էքսպոնենցիալ անկայունության: Գնահատված է անկայունության բնորոշ ժամանակը:

ON THE KINETICS OF ELECTRON GAS UNDER LASER RADIATION

E. R. GURZADYAN

It is shown in hydrodynamical approximation that, under laser radiation, an exponential rate mixing may occur in an ionized gas placed in constant magnetic field. The characteristic time of this instability is estimated.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 1, 44—49 (1988)

УДК 551.46.08

СПЕКТРАЛЬНОЕ РАСПОЗНАВАНИЕ ОБЪЕКТОВ ПРИРОДНОЙ СРЕДЫ, ВОЗБУЖДАЕМЫХ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

В. М. АВЕТИСЯН, В. Г. АТАНЕСЯН, Р. А. КАЗАРЯН,
А. А. МЕЛИК-САРКИСЯН, А. А. НАЗАРЯН, Г. О. ШАРХАТУНЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 30 июня 1986 г.)

Приведены экспериментальные результаты и описана методика дистанционной идентификации природных образований по спектрам флуоресценции. Сравнение спектров осуществляется с помощью коэффициента корреляции. Показано, что эта методика при соответствующем выборе критерия с использованием разработанной аппаратуры может позволить успешно распознавать различные группы природных образований.

Одной из важнейших задач в изучении подстилающей поверхности дистанционными методами является распознавание природных объектов и их состояния с соответствующей машинной обработкой. Наиболее распространенным методом распознавания является использование отражательных свойств природных образований, освещаемых либо прямым солнечным излучением, либо излучением, рассеянным от неба [1]. Однако поскольку особенности отраженного излучения сопровождаются особенностями фонового излучения, то их выделение сильно затруднено и многие из особенностей оказываются замаскированными. Значительно более эффективным является использование подсвета объектов лазерным излучением, в особенности перестраиваемым. Это дает возможность изби-