



Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

O. A. Sinkevich,
ELECTRIC-DISCHARGE TYING AND SPIRAL
SOLITONES, *Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki*, 1986,
Volume 56, Issue 4, 752–754

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that
you have read and agreed to these terms of use
<http://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 18.97.14.83

January 23, 2025, 19:42:07



кристалла. Считая, что допустимые углы падения не превосходят 30° , получаем, что при принятой точности толщина не должна превосходить 2 мм (что согласуется с оценкой из длины каустики, равной $2l = kb^2 \approx 6$ мм). При такой толщине переход в режим дифракции Рамана—Ната происходит на частотах 50—100 МГц, что и определяет нижнюю граничную частоту метода.

Из вышеизложенного следует, что, несмотря на существенные отличия двух методик в экспериментальном плане, для них обеих существуют принципиальные ограничения на одновременно достижимую точность определения пространственных и частотных характеристик звукового потока. Неопределенность в определении углов дифракции (которая определяется как входной, так и выходной апертурами) приводит к тому, что в фазовом q -пространстве определяется некоторый объем, который характеризует разрешение по q как по угловым координатам, так и по модулю, а конечность засвеченного объема приводит к тому, что спектр относится не к определенной точке кристалла, а является усредненным по этому объему. При этом объемы в q -пространстве и в реальном пространстве связаны соотношением неопределенности.

Литература

- [1] Zucker J., Zemon S. Frequency spectrum of giant acoustic wave packets generated in CdS by high electric fields. — Appl. Phys. Lett., 1966, v. 9, № 11, p. 398—401.
- [2] Meyer N. I., Jorgenson M. H. Acoustoelectric effects in piezoelectric Semiconductors with main emphasis on CdS and ZnO. — Festkörperprobleme, 1970, v. 10, p. 21—124.
- [3] Леманов В. В., Шакин О. В. Рассеяние света на упругих волнах в одноосных кристаллах. — ФТТ, 1972, т. 14, № 1, с. 229—236.
- [4] Hamaguchi C. Brillouin scattering in hexagonal crystals: calculation of scattering cross section in CdS. — J. Phys. Soc. Japan., 1973, v. 35, № 3, p. 832—841.
- [5] Аристов Ю. В., Рысаков В. М. Трехмерная дифракция света на звуке и ее использование для анализа распределения усиленного звука в пьезополупроводниках. — Опт. и спектр., 1984, т. 57, № 4, с. 663—670.
- [6] Lax M., Nelson D. F. Imaging through a surface of an anisotropic medium with application to light scattering. — J. Opt. Soc. Am., 1976, v. 66, № 7, p. 694—704.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
28 февраля 1985 г.

УДК 533.95

Журнал технической физики, т. 56, в. 4, 1986

ШНУРОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗРЯДОВ И «ВИНТОВЫЕ СОЛИТОНЫ»

О. А. Синкевич

Исследование процессов шнурования электрических разрядов в постоянном и переменном электрических полях представляет интерес для различных физических задач. Несмотря на обширную литературу (см., например, состоящую из 5 частей работу [1], монографию [2] и библиографию к ним), даже в линейной стадии механизма шнурования остается ряд невыясненных вопросов. Практически не исследовано шнурование ряда в СВЧ электрическом поле круговой поляризации в сильноосложненной, неравновесной ($T_e > T_a$) плазме. В данной работе обсуждается нелинейная стадия ионизационно-перегревной неустойчивости, приводящая к шнурованию разряда в поле СВЧ волны круговой поляризации.

Не учитывая влияния ионизации на перераспределение греющего электрического поля круговой поляризации

$$E_0 = (E_0 \cos(K_0 z - \omega_0 t), \quad E_0 \sin(K_0 z - \omega_0 t), \quad 0),$$

можно показать, что в плазме при

$$E_0 > E_n \gg \left[3 \frac{m^2}{M} k_B (T_e - T_a) (\nu_e^2 + \omega_0^2) / e^2 \right]^{1/2}$$

развивается ионизационно-перегревная неустойчивость за времена порядка [3]

$$\tau_I = l / \nu_e \delta k_B T_e.$$

Здесь ν_e — частота упругих столкновений электрона с атомами и ионами; I — потенциал ионизации; $\delta = 2m/M$; m — масса электрона; M — масса тяжелых частиц; остальные обозначения общеприняты.

Эту неустойчивость называем ионизационно-перегревной, так как она связана с процессами ионизации и перегрева электронной компоненты. Развитие ионизационно-перегревной неустойчивости, приводящее к образованию областей с различной температурой и концентрацией электронов, вызывает и перераспределение греющего электрического поля из-за переменных электрических токов, протекающих преимущественно в областях с большей проводимостью. Как показывают различные исследования нелинейной стадии ионизационной неустойчивости, наиболее общим видом возникающих структур являются токовые шнуры. Винтовая форма шнуров разряда может быть связана с влиянием собственного магнитного поля тока и с перераспределением джоулева тепловыделения. Рассмотрим наиболее простую модель, описывающую шнурование электрического разряда в поле круговой поляризации при развитии ионизационно-перегревной неустойчивости и связанную с перераспределением джоулева тепловыделения.

Пусть на слой плазмы падает волна круговой поляризации с частотой ω_0 . Представим электромагнитную волну в плазме в виде

$$\mathbf{E}_0 = \xi(x, y, z, \tau = \varepsilon t) \exp(i(K_0 z - \omega_0 t)) + \text{к. с.}, \quad (1)$$

где

$$\xi = E_{0x} + iE_{0y}, \quad \varepsilon < 1.$$

Функцию ξ и волновое число K_0 необходимо найти из решения уравнений Максвелла. Считая, что концентрация электронов, их температура и частота столкновений могут быть представлены в виде

$$n_e = n_0 (1 + \varepsilon n_1/n_0), \quad T_e = T_0 (1 + \varepsilon^* T_1/T_0), \quad \nu_e = \nu_{e0} (1 + \varepsilon^2 \nu_1/\nu_{e0}),$$

из уравнений гидродинамики для электронов получим соотношение для тока в плазме

$$\mathbf{j} = \left[(1 + \varepsilon n_1/n_0) \sigma - \frac{\omega_{pe}^2 \nu_{e0} \varepsilon^2}{4\pi(\nu_{e0}^2 + \omega_0^2)} \frac{\nu_1}{\nu_{e0}} \right] \mathbf{E}_0, \quad \sigma = i(\omega_0 - i\nu_{e0}) \omega_{pe}^2 / 4\pi(\nu_{e0}^2 + \omega_0^2). \quad (2)$$

Считаем выполненными следующие неравенства:

$$\omega_{pe} = \sqrt{4\pi e^2 n_0/m} \ll \omega_0 \ll \nu_e, \quad \nu_H = \nu_e \delta k_B T_a / I < 1/\tau_I < \nu_e \delta. \quad (3)$$

Изменение концентрации электронов в этом приближении определяется уравнением

$$\frac{I}{n_0} \frac{\partial n_1}{\partial t} = \frac{e^2 |E_0|^2 \nu_e}{m(\nu_e^2 + \omega_0^2)} - 3 \frac{m}{M} k_B (T_e - T_a) \nu_e. \quad (4)$$

Подставляя (2) и (4) в слагаемое dj/dt в волновом уравнении для поля и учитывая неравенства (3), приходим к трехмерному нелинейному уравнению для ξ , описывающему распределение электрического поля в плазме

$$\left[i \left(\alpha \frac{\partial}{\partial z} + g \frac{\partial}{\partial z} \right) + \Delta \right] \xi + (\gamma - \delta |\xi|^2) \xi = 0, \quad (5)$$

где

$$\alpha \equiv \alpha_r + i\alpha_i = 2 + i\varepsilon_1, \quad g = K_0 L, \quad \gamma \equiv \gamma_r + i\gamma_i = \varepsilon_1 (1 - \varepsilon_3/\varepsilon_2) + i\varepsilon_1 (\varepsilon_3 + 1/\varepsilon_2),$$

$$\delta \equiv \delta_r + i\delta_i = \varepsilon_1 + i\varepsilon_1 \varepsilon_3, \quad L = c\tau_I \sqrt{\omega_r \tau_I}, \quad \varepsilon_1 = \omega_{pe}^2 \nu_{e0} / \omega_0 (\omega_0^2 + \nu_{e0}^2), \quad \varepsilon_2 = 1/\omega_0 \tau_I, \quad \varepsilon_3 = \omega_j / \nu_{e0},$$

$$K_0 = \omega_j / c, \quad \tau = t/\tau_I, \quad \Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \quad z = z/L.$$

При этом из (3) следует

$$\varepsilon_1 \ll 1, \quad \varepsilon_2 < 1, \quad \varepsilon_3 \ll 1, \quad \varepsilon_1/\varepsilon_2 < 1.$$

При выводе уравнения (5) пренебрегли более малыми членами. Это уравнение позволяет найти распределение поля в плазме и отличается от нелинейного уравнения Шрёдингера не только вторым слагаемым в (5), но и комплексностью α . Отметим, что в данном подходе соотношение между $1/K_0$ и характерным размером неоднородности может быть произвольным. Будем искать решение уравнения (5) в виде

$$\xi = R(r) \exp i\Psi, \quad \Psi = m\varphi + \Theta(r) - \omega\tau - kz. \quad (6)$$

Здесь R и Θ — неизвестные функции, зависящие только от модуля радиуса $r = \sqrt{\hat{x}^2 + \hat{y}^2}$ в плоскости поляризации. Подставляя (6) в (5) и приравнявая нулю отдельно действительную и мнимую части, получим уравнения

$$HR - \left(k^2 - gk - \alpha_r \omega + \frac{m^2}{r^2} + \left(\frac{d\Theta}{dr} \right)^2 - \gamma_r + \delta_r R^2 \right) R = 0, \quad (7)$$

$$RH\Theta + 2 \frac{d\Theta}{dr} \frac{dR}{dr} + (\gamma_i + \alpha_i \omega - \delta_i R^2) R = 0, \quad H = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \frac{d}{dr}. \quad (8)$$

Система уравнений (7), (8) для R и Θ содержит свободные параметры (собственные значения) ω и k , выбор которых позволяет получить локализованные в пространстве решения. В частном случае выберем k из соотношения

$$k^2 - gk - \alpha_r \omega = 0. \quad (9)$$

В этом случае система уравнений (7), (8) сводится к системе, рассмотренной в [4]. Качественные исследования системы (7), (8) при условии (9) и теоремы, доказанные в [4], свидетельствуют о том, что в нашем случае первоначально однородная среда разбивается на винтовые шнуры — области повышенной и пониженной ионизации, — вытянутые вдоль оси z и вращающиеся с частотой ω . Из-за их локализации в плоскости поляризации и перемещения по спирали назовем их «винтовыми солитонами». Приведем оценки для характерного поперечного размера шнура $r_{\text{ш}}$ и частоты его вращения ω

$$r_{\text{ш}} \sim \frac{c}{\omega_{pe}} \left(\frac{mI(\omega_0^2 + v_e^2)^2}{e^2 |E_0^2| v_e^2} \right)^{1/2}, \quad \omega \sim \omega_{pe}^2 / v_e. \quad (10), (11)$$

Для условий эксперимента [5] оценки порогового поля и размеров шнура приводят к следующим величинам: $E_n \sim 10$ кВ/см, $r_{\text{ш}} \sim 1$ мм. Кроме отмеченных структур могут существовать и структуры иного типа, особенно при ином соотношении между параметрами ϵ_1 , ϵ_2 , ϵ_3 .

Благодарю И. А. Косоого, обратившего мое внимание на данную задачу, А. А. Рухадзе, участников его семинара и А. С. Дмитриева за полезное обсуждение работы.

Литература

- [1] Giles M. J. The thermal self-focusing of a wave beam in an underdense plasmas. — J. Plasma Phys., 1983, v. 29, № 3, p. 325—523.
- [2] Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. М.: Наука, 1973. 272 с.
- [3] Андропов В. Г., Синкевич О. А. Стабилизация ионизационной неустойчивости ВЧ электрическим полем. — ТВТ, 1974, т. 12, № 1, с. 1—4.
- [4] Cohen D. S., Neu J C., Rosales R. R. Rotating spiral wave solutions of reaction-diffusion equation. — SIAM J. Appl. Math., 1978, v. 35, № 3, p. 536—547.
- [5] Грицилин С. И., Косой И. А., Силаков В. П. и др. Динамика колебательного возбуждения и нагрева азота в процессе и после импульсного СВЧ разряда. — ТВТ, 1984, т. 12, № 4, с. 672—678.

Московский
энергетический институт

Поступило в Редакцию
30 марта 1985 г.

ВЛИЯНИЕ МОЛЕКУЛЯРНОЙ АСИММЕТРИИ НА ТЕМПЕРАТУРНОЕ ПОВЕДЕНИЕ ПАРАМЕТРА ПОРЯДКА МЕЗОФАЗЫ

Вл. К. Першин, В. А. Коноплев

В работах [1, 2] показано, что асимметрия формы молекул должна учитываться при корректном исследовании жидких кристаллов (ЖК), в которых она может явиться причиной новых эффектов. Изучению влияния молекулярной асимметрии на температурное поведение параметра ориентационного порядка ЖК посвящена настоящая работа.