

## НАБЛЮДЕНИЕ БИФУРКАЦИЙ УДВОЕНИЯ ПЕРИОДА ФЕЙГЕНБАУМА В ПРОЦЕССЕ РАЗВИТИЯ МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ЭЛЕКТРОН-ДЫРОЧНОЙ ПЛАЗМЫ ВИСМУТА

В.Н.Копылов, С.С.Янченко

Показано, что при увеличении постоянного тока, пропускаемого через образец висмута, возникает неустойчивость потока носителей, при этом период излучаемых образцом электромагнитных колебаний последовательно удваивается. Наблюдаемые результаты согласуются с моделью, предложенной Фейгенбаумом <sup>3</sup>.

Ранее одним из авторов было показано, что при пропускании постоянного электрического тока через образец висмута, охлажденного до гелиевых температур, при некотором пороговом значении тока возникает неустойчивость течения потока носителей, проявляющаяся в колебаниях магнитного поля <sup>1</sup>. Еще до возникновения неустойчивости собственное магнитное поле тока и наличие магнитосопротивления приводит к неоднородному распределению тока по сечению образца (в центре плотность тока выше, чем на периферии). К моменту возникновения неустойчивости в экспериментах на периферии параметр  $\omega_c \tau$  достигает значений  $20 \div 30$  ( $\omega_c$  – циклотронная частота,  $\tau$  – время релаксации носителей) и, таким образом, неоднородность тока (и связанного с ним магнитного поля) велика. Система уравнений, описывающая неустойчивость, состоит из материального уравнения  $E = \rho_0 j + \rho_1 H \times j + \rho_2 H \times H \times j$  (первое слагаемое описывает сопротивление, второе – эффект Холла, третье – магнитосопротивление) и уравнений Максвелла <sup>1, 2</sup>. Неустойчивость связана с влиянием распределения тока по сечению образца на распределение магнитного поля, которое в свою очередь влияет на распределение тока.

Целью данной работы являлось исследование начальной фазы развития неустойчивости. Геометрия экспериментов не отличалась от применявшейся ранее <sup>1</sup>. В средней части совершенного ( $\rho_{300}/\rho_{4,2K} \approx 600$ ) массивного ( $l \approx 100$  мм,  $\varnothing \approx 15$  мм) монокристаллического образца располагалась катушка, сигнал с которой усиливался и подавался на вход аналого-цифрового преобразователя, соединенного с ЭВМ, что позволяло "оцифровать" (с точностью  $\sim 0,1\%$ ) и запомнить 2048 последовательных значений сигнала (с интервалом 512 мкс между отсчетами), произвести фурье-анализ и вывести на графопостроитель как сам сигнал, так и его спектр.

Примеры записей сигнала и спектры при различных значениях постоянного тока, пропускаемого через образец, показаны на рис. 1 и рис. 2. Верхние записи соответствуют пороговому значению тока неустойчивости. Возникающий на пороге генерации, близкий к сильносигнальному, сигнал нестабилен, что проявляется в изменении амплитуды во времени (рис. 1) и, как следствие, в наличии шума величиной  $\sim 1\%$  от уровня основной гармоники

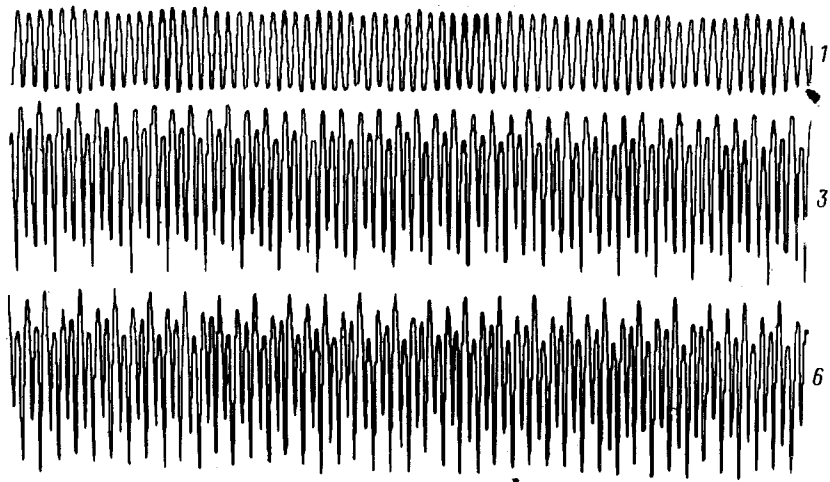


Рис. 1. "Осциллограммы" сигналов при трех значениях постоянного тока через образец, соответствующие спектрам рис. 2 с теми же номерами.  $T = 1,5$  К

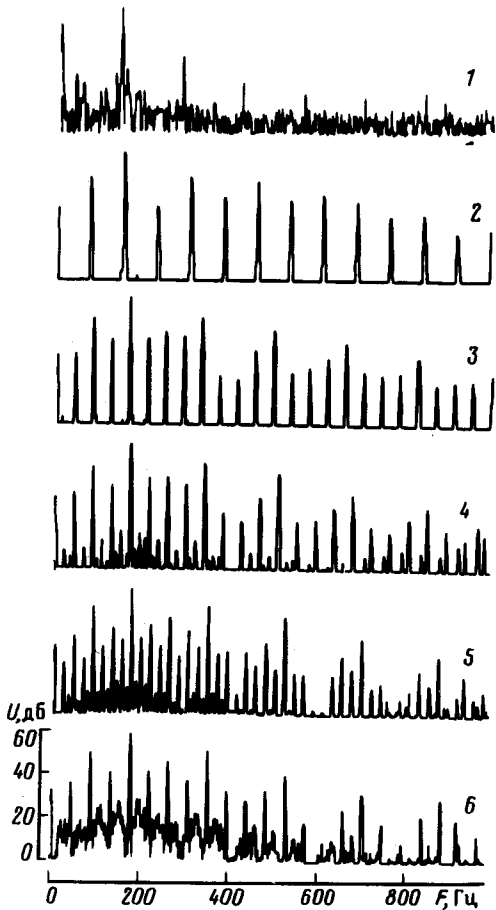


Рис. 2. Спектры напряжения с катушки при следующих значениях постоянного тока (в амперах) через образец: 1 - 32,96; 2 - 38,08; 3 - 40,30; 4 - 41,08; 5 - 41,67; 6 - 41,91

(рис. 2). Увеличение тока приводит к последовательному возникновению новых компонент в спектре с частотами  $f_0/2$ ,  $f_0/4$ ,  $f_0/8$  и т. д. и их гармоник, т. е. к последовательному удвоению периода наблюдаемых колебаний. Хотя основная частота в наших экспериментах зависит от параметра тока через образец (рис. 2) (что является общим свойством нелинейных систем), возникающие при увеличении тока новые субгармоники и их гармоники имеют частоты  $f_0 k / 2^n$ , где  $f_0$  — частота, соответствующая уже измененному значению тока. Это обстоятельство видно из таблицы, где приведены полученные в результате квадратичной интерполяции вершины каждого пика частоты излучения при токе 41,67 А (спектр 5 на рис. 2), частоты, рассчитанные по формуле  $f_0 k / 32$  для некоторых значений  $k$  (причем, основная частота  $f_0 = 172,34$  Гц соответствует этому же значению тока) и их отклонения

Д. Как видно из таблицы и рис. 2, по мере увеличения тока происходит пять последовательных удвоений периода, что соответствует появлению в спектре гармоник кратных частоте  $f_0/32$ . Это обстоятельство указывает на то, что наблюдаемая нами неустойчивость развивается в соответствии с теорией универсальности Фейгенбаума<sup>3</sup>, описывающей переход от регулярного поведения системы к начальной стадии турбулентности. Согласно этой модели хаотизация поведения большого числа нелинейных систем при монотонном изменении некоторого параметра происходит через бифуркации удвоения периода, т. е. при некоторых (бифуркационных) значениях параметра вместо прежде устойчивого цикла возникает устойчивый цикл с удвоенным периодом. Это удвоение продолжается до бесконечности, причем, последовательность бифуркационных значений параметра сходится к некоторому пределу, за которым возникает хаотическое поведение.

$k$	4	6	8	9	10	11	12	13	15	16
$f$ , Гц	21, 52	32, 93	43, 09	48, 93	53, 68	58, 17	64, 62	72, 49	79, 16	86, 18
$f_0/32$ , Гц	21, 54	32, 31	43, 09	48, 47	53, 86	59, 24	64, 63	70, 01	80, 78	86, 17
$\Delta$ , Гц	0,02	-0,62	0,00	-0,46	0,18	1,07	0,01	-2,48	1,62	-0,01

Значения тока, при которых в спектре возникают очередные субгармоники в наших экспериментах не определялись, что не позволяет определить скорость сходимости последовательности, однако, как видно из подписи к рис. 2, разности последовательных значений тока, при которых в спектре видны новые субгармоники, уменьшаются, т. е. с ростом  $n$  области существования  $2^n$ -циклов по параметру уменьшаются, что является качественным подтверждением того, что переход к хаосу в нашем случае осуществляется в соответствии с упомянутой моделью.

Из рис. 2 видно, что амплитуды возникающих с увеличением тока субгармоник и их гармоник достигают определенных величин и далее с ростом тока не меняются (например, амплитуда субгармоники  $f_0/2$  на спектрах 2 – 6 неизменна с точностью до  $\sim 1\%$ ). Видно также, что амплитуды компонент  $f_0, f_0/2, f_0/4 \dots$  (и их гармоник) последовательно убывают. Оба этих факта согласуются с теорией универсальности.

Совокупность наблюдаемых закономерностей позволяет заключить, что развитие неустойчивости в наших экспериментах осуществляется по сценарию Фейгенбаума. Несомненный интерес представило бы экспериментальное измерение универсальных постоянных, описывающих скорость сходимости последовательности бифуркационных значений параметра и соотношения амплитуд в спектре. Эту задачу в настоящее время мы пытаемся решить.

Авторы глубоко благодарны Е.П.Вольскому за поддержку работы, С.Н.Никонову, С.Ф.Костереву, М.Г.Лазареву, А.П.Карпенко, С.Аганину, П.Игнатову за помощь в создании измерительно-вычислительного комплекса, Ю.П.Боглаеву, Е.П.Вольскому, В.Ф.Гантмахеру, В.Е.Захарову, Л.Щуру, Я.Г.Синаю за полезные обсуждения.

#### Литература

1. *Korylov V.N.* Solid State Comm., 1979, 33, 427; *В.Н.Копылов*. ФТТ, 1981, 23, 1948.
2. *Гуревич Л.Э., Иоффе И.В.* ЖЭТФ, 1970, 58, 2047; 1970, 59, 1410.
3. *Фейгенбаум М.* УФН, 1984, 141, 343; 1980, 1, 4; *Вул Е.Б., Синай Я.Г., Ханин К.М.* УМН, 1984, 39, 3.