

спектра посредством модуляции анизотропии позволяет использовать такие материалы для получения заданных частотных характеристик МСВ устройств микроэлектроники.

Список литературы

- [1] *Grunberg P., Mika K.* // Phys. Rev. B. 1983. Vol. 27. N 5. P. 2955–2965.
- [2] *Mika K., Grunberg P.* // Phys. Rev. B. 1985. Vol. 31. N 7. P. 4465–4471.
- [3] *Грибкова Ю.В., Каганов М.И.* // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. Вып. 11. С. 588–591.
- [4] *Гуревич А.Г.* Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 591 с.
- [5] *Агиезер А.И., Барьяhtar В.Г., Пелетминский С.В.* Спиновые волны. М.: Наука, 1967. 367 с.
- [6] *Петровский И.Г.* Лекции по теории интегральных уравнений. М, 1984. 136 с.
- [7] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Квантовая механика. Нерелятивистская теория. М.: Наука, 1974. 752 с.

Донецкий университет

Поступило в Редакцию
31 января 1992 г.
В окончательной редакции
28 июля 1992 г.

04:12
© 1993 г.

Журнал технической физики, т. 63, в. 3, 1993

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КИНЕТИЧЕСКИХ ИОНИЗОВАННЫХ ВОЛН С ВНЕШНИМИ КОЛЕБАНИЯМИ В ПОЛОЖИТЕЛЬНОМ СТОЛБЕ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА

Ю.Б.Голубовский, В.О.Некучаев, И.Э.Сулейменов

Проблеме взаимодействия ионизационных волн с внешними модулирующими колебаниями в положительном столбе газового разряда посвящено достаточно большое число работ, анализ которых можно найти в обзоре [1]. В последнее время интерес к этому вопросу не снижается, в частности, из-за проблемы возникновения детерминированного хаоса в распределенных автоколебательных системах, примером которой является стратифицированный тлеющий разряд [2–5]. Природа страт в разряде низкого давления вдали от границы Пушпа (именно эти условия исследовались в вышеперечисленных работах) носит существенно нелокальный характер [6], что не принималось во внимание в цитированных работах.

Целью настоящей работы являются экспериментальное исследование взаимодействия кинетических ионизационных волн с внешними колебаниями и интерпретация полученных результатов на основе анализа нелокальной кинетики электронов. С этой же точки зрения анализируется механизм обратной связи в разряде.

Показано, что ионизационно-волновые колебания параметров плазмы в условиях нелокального механизма формирования функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) и конечной длины разрядного промежутка должны приводить к колебаниям напряжения на разрядной трубке в целом, которые в свою очередь влияют на характеристики страт.

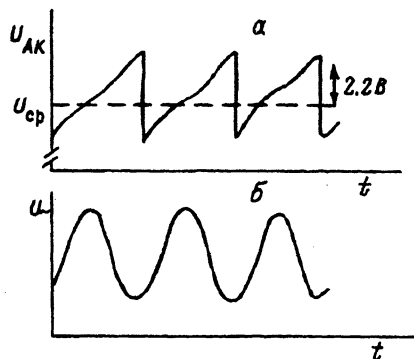


Рис. 1.

a — временной профиль колебаний напряжения U_{AK} на трубке в автономном режиме ($m = 0$): $i_{ср} = 30$ мА, $U_{ср} = 300$ В; *б* — синусоидальная модуляция напряжения U_{AK} внешним сигналом.

Эксперименты проводились на разрядной трубке радиуса $R = 1.4$ см, наполненной неонем, при приведенном давлении $PR = 2.5$ тор · см. Конструкция анода позволяла изменять межэлектродное расстояние L в пределах от 32 до 38 см. Экспериментальная установка давала возможность получать осциллограммы временных колебаний напряжения на разряде, оптических и зондовых сигналов в различных точках по длине трубки, записывать их радиочастотные спектры, проводить автоматическое частотное сканирование в режиме внешней модуляции, которая осуществлялась с помощью модулятора, включенного в цепь последовательно с разрядной трубкой.

При наложении на стратифицированный разряд внешних модулирующих колебаний на частотах, кратных частоте страт при достаточной глубине модуляции могут происходить захват частоты страт и их визуализация [7,8]. Нелинейное влияние параметров модуляции на характеристики разряда проявляется, например, в том, что длина волны визуализованных, а следовательно, и бегущих страт λ существенным образом зависит от глубины m и частоты ν_M модуляции. Эксперименты показали, что в наших условиях наблюдается, как правило, плавное уменьшение λ с ростом m , а также увеличение λ с ростом ν_M (обратный закон дисперсии). Наряду с таким “прямым” влиянием внешней модуляции на характеристики ионизационных волн имеет место и “обратное” влияние страт на внешние условия, в частности на временной профиль напряжения анод-катод U_{AK} . Действительно, эксперименты, проведенные в данной работе, показали, что распространение страт в автономном режиме горения разряда ($m = 0$) приводит к появлению колебаний напряжения $U_{AK}(t)$, осциллограммы которых приведены на рис. 1, *a*. Наличие таких колебаний соответствует автомодуляции разряда по напряжению. При изменении длины разрядного промежутка L временные профили колебаний напряжения, приведенные на рис. 1, *a*, изменяются незначительно.

Если осуществить неавтономный режим, т.е. промодулировать напряжение на трубке U_{AK} , а следовательно, и ток сигналом синусоидальной формы (рис. 1, *б*), то временной профиль колебаний напряжения анод-катод будет определяться вкладом как внешней модуляции (гармонические колебания), так и автомодуляции ионизационными волнами. Результирующее колебание U_{AK} представляет собой их суперпозицию. При этом, как показали эксперименты, результат воздействия внешней и автомодуляции существенным образом зависит от соотношения длины положительного столба L и длины волны страт λ , точнее от дробной части $\{L/\lambda\}$. В неавтономном режиме в условиях захвата частоты страт

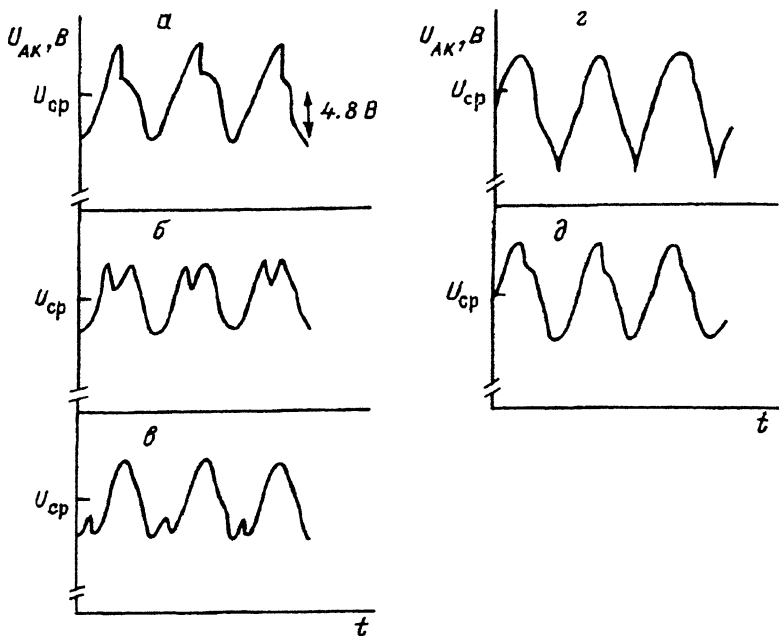


Рис. 2. Зависимость временного профиля колебаний U_{AK} в режиме модуляции от длины разряда L .

$U_{cp} = 300$ В, $\lambda = 3.8$ см, $\nu_M = 1.65$ кГц, $i_{cp} = 30$ мА, $m = 14\%$; L , см: а — 33.65, б — 34.3, в — 34.9, з — 36.1, д — 37.5 см.

последним “навязывается” определенная длина волны в соответствии с законом дисперсии. Поэтому при плавном изменении L не происходит соответствующего пилообразного изменения λ , наблюдаемого в автономном режиме [1,3]. В режиме визуализации это проявляется как рождение новых страт в прилегающей к аноду области. Соответствующие осциллограммы колебаний напряжения U_{AK} при фиксированных значениях m и ν_M и различных длинах разряда L приведены на рис. 2. Видно, что профиль колебаний $U_{AK}(t)$ действительно определяется вкладом внешней синусоидальной модуляции и автомодуляции, причем характерный узкий провал, вносимый стратами, последовательно перемещается по профилю напряжения при изменении L . Когда длина столба изменяется на одну длину волны (в данном случае $\lambda = 3.8$ см) профиль $U_{AK}(t)$ восстанавливается (рис. 2, а, д), что соответствует восстановлению дробной части $\{l/\lambda\}$.

С другой стороны, плавное изменение параметра L/λ можно достичь, зафиксировав длину столба и изменяя частоту модуляции ν_M , а следовательно, λ в соответствии с законом дисперсии. Этому случаю соответствует рис. 3, на котором приведены осциллограммы напряжения $U_{AK}(t)$ для разных частот модуляции при фиксированных прочих условиях. Причем так же, как и на рис. 2, при изменении $[L/\lambda]$ на единицу имеет место возврат профиля колебаний напряжения к исходному значению (рис. 3, а и д).

Это подтверждается простейшим расчетом. При изменении частоты ν_M от 1.65 до 1.825 кГц профиль $U_{AK}(t)$ повторяется. С другой стороны, согласно измеренным дисперсионным характеристикам увеличение

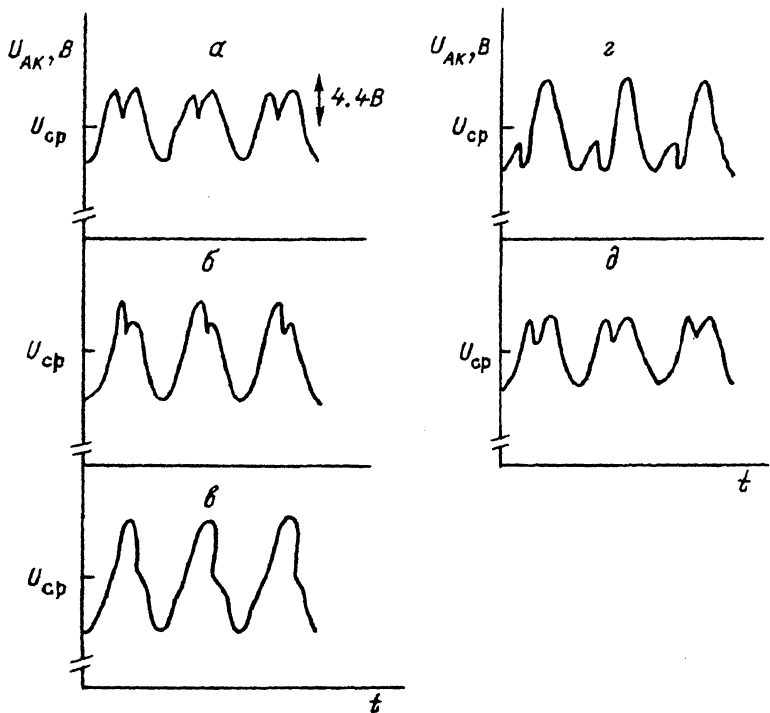


Рис. 3. Зависимость временного профиля колебаний U_{AK} в режиме модуляции от частоты модуляции.

$U_{cp} = 300$ В, $L = 36$ см, $i_{cp} = 30$ мА, $m = 14\%$; ν_M , Гц: а — 1650, б — 1675, в — 1700, з — 1800, д — 1825.

частоты на 200 Гц соответствует при данной глубине модуляции увеличению длины волны на $\Delta\lambda \approx 0.6$ см. В соответствии с предложенной моделью автомодуляции должно выполняться следующее равенство:

$$n \cdot \lambda = (n - 1) \cdot (\lambda + \Delta\lambda).$$

Подставляя в это равенство экспериментально измеренное значение $\lambda \approx 4.5$ см, получаем $n = 8$, что полностью сходится с экспериментом. Таким образом, рис. 2 и 3 показывают, что имеет место качественная корреляция между изменениями временных профилей напряжения анод-катод при вариациях обоих параметров: длины разрядного промежутка и длины волны, задаваемой внешней модуляцией. Это обстоятельство позволяет связывать изменения вида профиля напряжения с изменениями именно дробной части параметра L/λ . Изменение профиля напряжения на трубке (точнее, в рассмотрении будет фигурировать промежуток прикатодный конец положительного столба-анод) приводит к тому, что в разные моменты времени среднее электрическое поле $\langle E(t) \rangle_x$ в разряде становится различным. Возникает своего рода обратная связь, стимулируемая наложением внешнего возмущения: изменение длины волны вызывает изменение временного профиля напряжения на трубке, а эти изменения в свою очередь влияют на характеристики страт в разряде. Эксперименты показывают, что при взаимодействии бегущих страт с внешними синусоидальными колебаниями могут возникать разнообразные режимы результирующих колебаний в зависимости от глубины модуляции

тока m и частоты модуляции ν_M . При очень малых m взаимодействия нет, напротив при достаточно больших m наблюдается захват частоты страт в областях вблизи частоты модуляции, кратных частоте собственных страт. При достаточно больших амплитудах модуляции вклад страт, вносимый в профиль колебаний напряжения на разряде, становится пренебрежимо мал по сравнению со вкладом от внешнего источника возмущений на любых частотах. Если же эти вклады имеют сравнимые значения, то могут наблюдаться в зависимости от частоты модуляции ν_M (точнее от соотношения ν_M/ν_C) многопериодические, квазипериодические и стохастические режимы распространения страт. Такие режимы для неавтономного разряда исследовались в работах [2-5], в которых, однако, результаты измерений не сопоставлялись с исследованиями профилей напряжений на разряде. Соответствующая диаграмма различных режимов взаимодействия страт с внешними колебаниями приведена в [9].

Рассмотрим влияние нелокальной кинетики электронов на формирование профиля напряжения в промежутке прикатодный конец положительного столба-анод. В работе [10] проведен качественный анализ формирования ФРЭЭ и профиля электрического поля в положительном столбе при условии неупругого баланса энергий в приближении "черной стенки", поставленной на первом потенциале возбуждения ε_1 . Кинетическое уравнение для ФР приводится к виду

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} f_0(x, \varepsilon) = 0, \quad (1)$$

где x — продольная координата, отсчитываемая от прикатодного конца положительного столба; $\varepsilon = w + e\varphi(x)$ — полная энергия электрона, w — кинетическая энергия.

Уравнение (1) получено для случая $v^3/\nu = \text{const}$, где v — скорость электрона, ν — частота упругих столкновений. Оно дополняется тремя граничными условиями [10]: условие "черной стенки" на потенциале ε_1 , условие непрерывности тока, а также условие равенства нулю ФРЭЭ на аноде. Характер ФР во всем положительном столбе будет определяться заданием четвертого граничного условия — значения ФР f_{00} при $x = 0$, т.е. в начале положительного столба с катодной стороны. Например, если положить f_{00} , равной ФРЭЭ, характерной для однородного положительного столба, то и решение уравнения (1) во всей остальной части будет равно именно этой ФР. Отступления от такой ФРЭЭ начнутся на расстояниях от анода, меньших $\lambda^* = \varepsilon_1/eE$, где начинает проявляться сток электронов на анод [11]. Если же "начальная" функция распределения каким-либо образом деформирована, то в остальной части столба ФРЭЭ также деформируется. В работе [10] характер деформации ФР установлен чисто графически для случая, когда f_{00} отличается от ФР однородного столба полным отсутствием электронов в произвольном узком интервале энергий. Эта ситуация подробно показана на рис. 4 работы [10]. Имеет место периодический характер деформации ФР по оси x с периодом λ^* до тех пор пока ФР не начнет "чувствовать" сток электронов на анод. Как и для невозмущенной ФРЭЭ, этот процесс начинается на расстоянии λ^* от анода. В работе [10] показано, что распределение концентрации $n(x)$ и поля $E(x)$ будет носить в такой модели пилообразный характер с периодом λ^* вплоть до точки $L_1 - \lambda^*$, где L_1 — длина промежутка прикатодный конец положительного столба-анод.

Рассмотрим две ситуации. Первая, когда на интервал $[0, L, -\lambda^*]$ укладывается целое число длин волн λ . В этом случае падение напряжения на этом интервале не будет зависеть от того, на какую координату по энергии приходится обедняющее возмущение f_{00} . Энергетическая координата возмущения по существу есть то же самое, что и фаза страты. Другими словами, падение напряжения на этом интервале не зависит от фазы страты и можно сказать, что пилообразное колебание напряженности поля $E(x)$ компенсируется периодичностью. Этого не имеет места для интервала $[L_1 - \lambda^*, L_1]$, так как наличие анода создает асимметрию ФР. Падение напряжения на этом интервале самым существенным образом зависит от энергетической координаты возмущения, а следовательно, и от фазы страты. Можно сделать вывод, что колебания напряжения на интервале $[L_1 - \lambda^*, L_1]$ есть минимально возможные колебания напряжения на разряде, если в последнем распространяются страты.

Во второй ситуации, когда на интервале $[0, L_1 - \lambda^*]$ не укладывается целое число страт, возникает дополнительное изменение падения напряжения, существенным образом зависящее от энергетической координаты возмущения, а следовательно, и от фазы страты. Таким образом, можно сделать вывод, что в условиях нелокального формирования ФР конечная длина интервала начало положительного столба-анод определяет наличие в разряде обратной связи: изменение длины волны и фазы страты приводит к изменениям напряжения на разряде, которое в свою очередь влияет на страты. Перенести сделанный вывод со стационарного случая на нестационарный допустимо, поскольку характер периодичности и колебаний напряжения следует только из уравнения (1), а оно справедливо и для нестационарного случая, поскольку частота страт гораздо меньше частоты $(m/M)\nu$ (ФРЭЭ формируется квазистационарно).

Сделанный вывод показывает, что при дальнейшем экспериментальном исследовании ионизационных волн в разряде нельзя ограничиваться исследованием только их оптических или зондовых характеристик, результаты таких экспериментов должны быть сопоставлены с исследованиями профилей напряжений на разряде.

Список литературы

- [1] Ланда П.С., Мискинова Н.А., Пономарев Ю.В. // УФН. 1980. Т. 132. № 4. С. 601-637.
- [2] Анищенко В.С., Мелехин Г.В., Степанов В.А. и др. // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1986. Т. 29. № 8. С. 903-912.
- [3] Мелехин Г.В., Морозов Д.А., Степанов В.А. и др. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 1. С. 37-42.
- [4] Wilke C., Leven R.W., Deutsch H. // Phys. Lett. A. 1989. Vol. 136. N 3. P. 114-120.
- [5] Анищенко В.С. Сложные колебания в простых системах. М.: Наука, 1990. 312 с.
- [6] Цендин Л.Д. // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 4. С. 635-649.
- [7] Зайцев А.А., Леонов Г.С. // РиЭ. 1965. Т. 10. с. 913.
- [8] Golubovsky Yu.B., Kolobov V.I., Necutchaev V.O., Suleimenov I.E. // 19 Intern. Conf. Phen.Ion.Gases. Contrib. Pap. Belgrad, 1989. Pt 4. P. 840-841.
- [9] Голубовский Ю.Б., Некучаев В.О., Сулейманов И.Э. // Тез. докл. VIII Всесоюз. конф. Физика низкотемпературной плазмы. Минск, 1991. Ч. II. С. 51, 52.
- [10] Бичуцкая Е.Н., Голубовский Ю.Б., Некучаев В.О. и др. // ЖТФ. 1993. Т. 63. Вып. 1. С. 000.
- [11] Голубовский Ю.Б., аль-Хават Ш.Х. // ЖТФ. 1987. Т. 56. Вып. 1. С. 44-49.

С.-Петербургский университет

Поступило в Редакцию
29 апреля 1992 г.