

# КАЧЕСТВЕННАЯ ТЕОРИЯ ПАСОТРОНА

Ю. П. Блюх

Технион, Хайфа, Израиль, [Bliokh@physics.technion.ac.il](mailto:Bliokh@physics.technion.ac.il)

Описаны основные физические процессы и их взаимосвязи, определяющие специфику свойств пасотрона – плазмонаполненного источника СВЧ излучения, транспортировка электронного пучка в котором осуществляется без внешнего магнитного поля.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Предлагаемое сообщение является кратким обзором работ по теории пасотрона [1]. Основное внимание уделено качественному описанию физических явлений и взаимосвязей между ними, определяющих специфику работы этого устройства СВЧ электроники. Роль большинства из них была выявлена теоретически значительно позже создания экспериментальной модели пасотрона и список таких «открытий» еще далек от завершения. Тем не менее уже сейчас можно предложить читателю общую картину взаимосвязанных физических процессов, протекающих в пасотроне.

## 2. ЧТО ТАКОЕ ПАСОТРОН?

Пасотрон – это аббревиатура английского названия **P**lasma **A**ssisted **S**low-wave **O**scillator. СВЧ-колебания в пасотроне возбуждаются, как и в традиционных ЛБВ или ЛОВ, прямолинейным электронным пучком, проходящим сквозь замедляющую структуру. «Изюминкой» пасотрона является транспортировка пучка без внешнего ведущего магнитного поля. Для этого камера взаимодействия заполняется газом низкого давления. Пучок ионизует газ и своим кулоновским полем выбрасывает образующиеся электроны из области распространения. Остающиеся ионы формируют канал, который частично компенсирует заряд пучка. Движение частиц пучка определяют две радиальные силы: сила кулоновского расталкивания нескомпенсированного заряда пучка и сила радиального сжатия магнитным полем тока пучка. Если заряд пучка частично скомпенсирован, то магнитное сжатие может оказаться сильнее кулоновского расталкивания. Для этого степень зарядовой компенсации пучка  $f = n_i / n_b$  должна превышать критическое значение  $f_c = 1 - \beta^2 = \gamma^{-2}$  (условие Будкера [2]). Очевидно, что для ультрарелятивистского пучка достаточно малой доли компенсации его заряда, чтобы пучок распространялся без расходимости. Такой метод транспортировки пучка был использован на ускорителе АТА (Advanced Test Accelerator) [3], где ионный канал создавался предварительно пробоем газа лазерным лучом. В результате пучок с током 8 кА транспортировался без потерь на расстояние 95 м (!) без внешнего ведущего магнитного поля. Отклонение пучка от оси было менее 1 мм.

Наличие anomalно большого количества ионов в пространстве взаимодействия пасотрона потребо-

вало применения плазменного катода в качестве источника электронов, поскольку термоэмиссионный катод разрушается ионной бомбардировкой. В результате прибор приобрел свой окончательный вид: плазменный катод как источник пучка и ионная фокусировка как способ проводки пучка.

## 3. ЧЕМ ИНТЕРЕСЕН ПАСОТРОН?

За время, прошедшее с момента создания первого экспериментального образца [4], было опробованно много модификаций [5,10], рассчитанных для работы в различных частотных диапазонах (см. таблицу).

Длительность импульса .....	до 120 мкс
Ток пучка.....	от 30 А до 1 кА
Плотность тока катода.....	до 50 А/см <sup>2</sup>
Напряжение.....	от 30 до 220 кВ
Рабочий газ.....	Хе, Не
Частотный диапазон.....	L, S, C, X
СВЧ мощность.....	1 – 5 МВ
К.п.д.....	15 – 25%

Как видно, это довольно мощный прибор с неплохим к.п.д.<sup>1</sup> и длинным импульсом. Продольный размер пространства взаимодействия, в зависимости от частотного диапазона, составляет 1–3 м. Следовательно, ионная фокусировка позволила избавиться от соленоида размером в несколько метров, создающего магнитное поле с напряженностью не менее 1 кГс. Значительное улучшение весогабаритных и энергетических характеристик делает пасотрон привлекательным с практической точки зрения. Привлекательность же с точки зрения физики состоит, на мой взгляд, в протекающих в пасотроне процессах, которые условно можно разделить на два класса:

а) – образование ионного канала и транспортировка пучка и б) – возбуждение синхронной волны пучком. Условность такого разделения обусловлена взаимосвязанностью этих процессов, но сначала рассмотрим их в отдельности.

**Образование ионного канала.** Проследим за поведением всех частиц, участвующих в этом процессе. Сначала пучок инжектируется в нейтральный газ и кулоновское расталкивание приводит к его расширению и выбрасыванию на стенки камеры. Одновременно начинается ионизация газа. Образующиеся электроны быстро выбрасываются на стенки и не

<sup>1</sup> О последних достижениях в области повышения к.п.д. пасотрона см. ниже.

участвуют в процессе образования канала. Ионы же оказываются в потенциальной яме заряда пучка. Радиальный профиль потенциала определяется распределением суммарного заряда ионов и электронов пучка и меняется как вдоль системы, так и со временем. Колебания ионов в самосогласованном потенциале приводят к быстрому перемешиванию частиц и образованию квазистационарного радиального распределения плотности ионов. Мы не будем здесь рассматривать быстрые процессы, обусловленные радиальным движением ионов, а будем для простоты предполагать, что степень нейтрализации заряда  $f$  постоянна по сечению пучка.

Обратим теперь внимание на продольное движение ионов. Для этого рассмотрим распределение потенциала в камере. На входном торце камеры расположена сетка, служащая анодом, а на выходном торце расположен коллектор. Анодная сетка, коллектор и стенки камеры находятся под одним потенциалом  $\varphi = 0$ . Частично скомпенсированный по заряду электронный пучок создает в камере потенциальную яму, имеющую форму «корыта» (рис. 1). Без учета краевых эффектов у торцов камеры потенциал на оси определяется выражением:

$$\varphi = \varphi(0) = -\frac{I_b}{v_z} (1-f) \left( 1 + 2 \ln \frac{R_w}{a} \right), \quad (1)$$

где  $I_b$  – ток пучка,  $v_z$  – его продольная скорость,  $R_w$  и  $a$  – радиусы камеры и пучка соответственно.

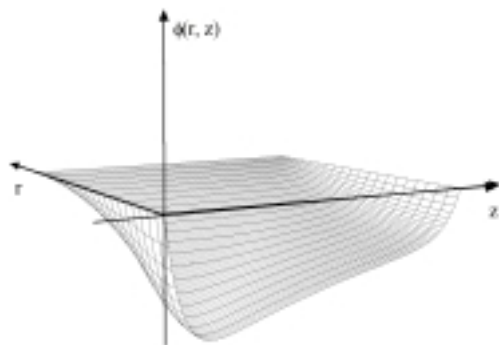


Рис. 1. Потенциал объемного заряда пучка

Вблизи торцов, на расстоянии порядка радиуса камеры, потенциал (1) возрастает до потенциала камеры  $\varphi = 0$ . Продольное движение ионов определяется продольным электрическим полем потенциала (1).

Описание движения ионов является сложной самосогласованной задачей. Действительно, безразмерная погонная плотность ионов  $f$  меняется как со временем, так и с расстоянием. Причинами изменения  $f$  являются как движение ионов в поле с потенциалом (1), так и ионизация газа пучком. В свою очередь потенциал  $\varphi$  зависит от продольного распределения ионов и от радиуса пучка  $a$ . Последний же зависит от профиля плотности ионов  $f$ , по-

скольку величина  $f$  определяет радиальную силу, действующую на электроны пучка. Очевидно, что такая сложная задача нуждается в дальнейших упрощающих предположениях и моделях.

Рассмотрим одну из таких моделей. Пусть  $t_{\parallel}$  – характерное время движения ионов вдоль камеры, а  $t_{ion}$  – время полной зарядовой нейтрализации пучка. Рассмотрим два крайних случая:  $t_{ion} \ll t_{\parallel}$  и  $t_{ion} \gg t_{\parallel}$ . В первом случае погонная плотность ионов достигает значения  $f = 1$ , при котором исчезает потенциальная яма объемного заряда, раньше, чем ионы существенно сместятся в продольном направлении. В этом случае изменение погонной плотности ионов обусловлено только локальной скоростью ионизации, которая определяется плотностью (вообще говоря, продольно-неоднородной) нейтрального газа. Решая уравнения для огибающей пучка, в котором плотность ионов линейно возрастает во времени, можно описать динамику сжатия пучка и установления стационарного состояния.

Если времена  $t_{\parallel}$  и  $t_{ion}$  одного порядка, то для описания продольного движения ионов нельзя использовать гидродинамическое приближение, а следует воспользоваться кинетическим уравнением. Это связано с тем, что скорость иона зависит от значения потенциала объемного заряда в месте его возникновения. Поэтому в данной точке пространства присутствуют ионы с различными скоростями. В общем случае задача о нахождении функции распределения может быть решена только численным моделированием движения ионов в самосогласованном поле пространственного заряда пучка и самих ионов. Можно, однако, указать на следующие ожидаемые проявления продольного движения ионов. Во-первых, перераспределение плотности ионов в продольном направлении вызовет вариации радиуса пучка с характерным временем  $t_{\parallel}$ . Во-вторых, и это особенно важно в системах с сильной неоднородностью нейтрального газа, вынос ионов из области с высоким значением плотности газа в области с низким его значением приводит к значительно более равномерному, чем у нейтрального газа, продольному распределению плотности ионов. Отток ионов из области, где темп ионизации максимален, приводит не только к более однородной ионной фокусировке пучка, но и значительно сокращает время установления стационарного режима транспортировки пучка.

Если время ионизации намного превышает время продольного движения,  $t_i \gg t_{\parallel}$ , перемешивание колеблющихся в продольном направлении частиц происходит быстрее, чем изменение их общего числа. Поэтому можно пренебречь быстрыми вариациями плотности с характерным временем  $t_{\parallel}$  и рассматривать стационарное согласованное распределение плотности ионов и потенциала. Полное число ионов в таком приближении является параметром указанного распределения. Решения соответствующих уравнений для случаев «быстрой» и «медленной» ионизаций подтвердили описанные выше

свойства процесса образования канала.

**Равновесная конфигурация пучка (пинч Беннета).** Для описания продольной структуры пучка часто используется уравнение для его радиуса  $a(z)$ :

$$\frac{d^2 a}{dz^2} = \frac{2I_b}{I_A \beta^2} (\gamma^2 - f) \frac{1}{a} + \frac{\overline{M}^2}{m^2 \gamma^2 v_z^2} \frac{1}{a^3}. \quad (2)$$

Здесь  $I_A = (mc^3/e)\beta\gamma$  – альвеновский ток,  $\overline{M}^2$  – средний квадрат углового момента частиц пучка. В литературе вместо  $\overline{M}^2$  можно встретить эмиттанс пучка (с соответствующим изменением коэффициентов), который, как и угловой момент, является инвариантом движения частиц пучка в отсутствии столкновений.

Решения уравнения (2) представляют собой затухающие колебания вокруг равновесного радиуса  $a_*$ , являющегося нулем правой части. Таким образом, описываемая уравнением (2) ионная фокусировка приводит к сжатию пучка только вблизи фокусов. В области пучности радиус пучка равен исходному. Но как же тогда транспортируется пучок в пасотроне, где исходный радиус в несколько раз превосходит радиус замедляющей структуры? Дело в том, что уравнение (2) справедливо только на коротком участке вблизи плоскости инжекции, до первого фокуса. Причина, из-за которой уравнение (2) становится неприменимым – неизохронность радиальных колебаний электронов (бетатронных колебаний). Сильная зависимость частоты колебаний электронов от амплитуды очень быстро, практически за первым фокусом, приводит к потере когерентности движения частиц (рис. 2) и установлению продольно-однородного состояния с некоторым характерным радиусом  $a_\infty$ . Такой фазово-перемешанный пучок [6] уже нельзя описывать гидродинамическими уравнениями, следствием которых является уравнение (2).

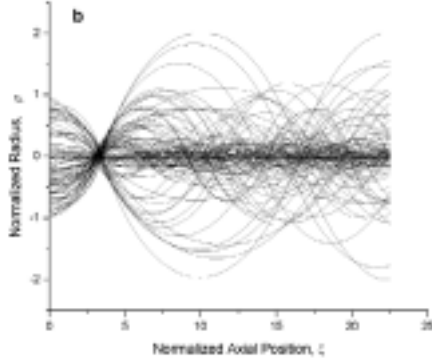


Рис. 2. Перемешивание фаз бетатронных колебаний и образование равновесного пучка

Впервые теория равновесного пучка была построена в 1934 г. Беннеттом [7]. В основе теории лежит предположение, что столкновения частиц пучка приводят к его термализации и равновесное состояние – это термодинамически равновесное состояние. Радиальный профиль плотности  $n_B(r)$  та-

кого пучка описывается известной формулой:

$$J_B(r) = \frac{I_b}{\pi r_B^2} \left( 1 + \frac{r^2}{r_B^2} \right)^{-2}. \quad (3)$$

Здесь  $r_B$  – беннеттовский радиус, определяемый температурой пучка  $T_b$ ,  $r_B^2 \sim T_b$ . Роль столкновений в теории Беннета решающая: без столкновений пучок не переходит в термодинамически равновесное состояние.

Пасотрон работает при низком давлении в камере дрейфа,  $p \sim 10^{-4} - 10^{-5}$  Торр. Частоты соударений электронов пучка с ионами канала и атомами газа намного меньше обратного времени пролета электрона через камеру дрейфа, т.е. столкновениями можно пренебречь. Это, однако, не является препятствием для установления термодинамического равновесия. Движение ансамбля частиц в собственном коллективном поле приводит к быстрому перераспределению энергии между ними и установлению стационарного распределения. Большая величина поля и его постоянное (и не только в момент столкновения) действие на частицы обеспечивают значительно более быстрое установление равновесия, чем это было бы за счет только парных столкновений. Правда, такое равновесие отличается от «настоящего» термодинамического равновесия. В рассматриваемой задаче, например, угловой момент каждой из частиц является инвариантом движения, поэтому в установившемся равновесном состоянии «радиальная» и «угловая» температуры не могут быть равными друг другу, как это имеет место в «настоящем» термодинамическом равновесии.

Характеры движения частиц пучка принципиально различны в областях его формирования и транспортировки. Если в первой области это движение, близкое к ламинарному, то во второй области ламинарное течение переходит в термодинамически равновесное движение ансамбля осцилляторов с равномерным распределением по фазам колебаний. Как и всякое другое термодинамическое равновесие, такое движение пучка не зависит от деталей исходного состояния, а характеризуется только величинами интегралов движения. В нашем случае это свободная энергия  $F$ , равная разности кинетической энергии частиц и энергии магнитного поля тока [8], полный ток и угловые моменты  $M$  каждого из электронов пучка. Возникновение термодинамически равновесного состояния происходит вследствие неизохронности бетатронных колебаний частиц. Мера неизохронности меняется в процессе установления равновесного состояния, поскольку колебания происходят в поле коллективного потенциала. Поэтому роль исходной неизохронности (отличия от ламинарности движения) колебаний частиц, связанной с наличием углового движения и флуктуациями радиального распределения плотности пучка, невелика. Она определяет только скорость установления равновесного состояния, а не его параметры. Исходя из этого, при нахождении равновесного состояния

можно пренебречь исходным эмиттансом пучка. Хотя формально эмиттанс является интегралом движения, но в термодинамически равновесном состоянии фазовый объем пучка становится настолько «дырявым», что характеристикой пучка является эффективный фазовый объем, намного превосходящий исходный [9]. Величина эффективного фазового объема, как и другие характеристики пучка, определяется условием термодинамического равновесия.

Описание равновесного состояния пучка распределением Гиббса с параметрами, определяемыми законами сохранения, позволяет определить радиальное распределение плотности в таком пучке. Функциональная зависимость плотности от радиуса оказывается такой же, как и в решении Беннетта (3), но вместо  $r_B$  в распределении фигурирует характерный радиус  $a_\infty = e^{-1}a(0)$ , определяемый только начальным радиусом пучка  $a(0)$  и не зависящий от других параметров. Плотность на оси равновесного пучка примерно в 10 раз превосходит первоначальную плотность пучка. Это значение находится в хорошем соответствии с экспериментальными данными по ионной фокусировке пучка в пасотроне [5]. Численное моделирование методом макрочастиц подтверждает как переход в термодинамически равновесное состояние, так и его параметры.

**Устойчивость равновесного состояния.** Пучок переходит в свое равновесное состояние практически сразу за первым фокусом вне зависимости от того, какова степень зарядовой компенсации, если она превышает пороговое значение. Поэтому на большей части камеры дрейфа пучок имеет постоянный радиус, величина которого медленно (с характерным временем  $t_{ion}$ ) уменьшается по мере роста  $f$ . Оказывается, что такое состояние пучка является неустойчивым относительно возбуждения продольных волн плотности ионов канала, приводящих к ускорению ионов и их выносу в продольном направлении. Механизм ускорения можно понять на простой модели.

Пусть на фоне однородной плотности ионов возникло малое локализованное положительное возмущение. В этом месте на частицы пучка действует повышенная сила радиального сжатия. Если размер возмущения плотности мал по сравнению с периодом бетатронных колебаний, то все электроны «осцилляторы», пролетающие через эту неоднородность, получают импульс силы, направленный к оси. В результате у ансамбля несфазированных осцилляторов возникает когерентная компонента, которая проявляется в виде осцилляций радиуса за неоднородностью. Если бы бетатронные колебания были изохронными, то осцилляции радиуса не затухали бы. В действительности же наблюдается только первое колебание радиуса за неоднородностью плотности. В возникшей перетяжке радиуса потенциал понижен, т.е. появляется потенциальная яма, на краю которой и расположен сгусток ионов, ее вызвавший (рис. 3.).

Ионы сгустка начинают ускоряться в направле-

нии движения пучка, но и яма движется в том же направлении. В результате весь комплекс ионный сгусток – потенциальная яма движется с ускорением к катодному концу системы. Ионы приобретают энергию, достаточную для преодоления прикатодного потенциального барьера и выносятся из системы. Этот эффект тем сильнее, чем ближе степень компенсации пучка к единице, поскольку при этом высота прикатодного барьера ниже. Более детальный анализ показывает, что распространяющиеся по направлению движения пучка возмущения нарастают, усиливая вынос ионов в продольном направлении (см. рис. 4). В результате возникает динамическое равновесие между процессами ионизации и выноса ионов и степень нейтрализации пучка не достигает единицы.

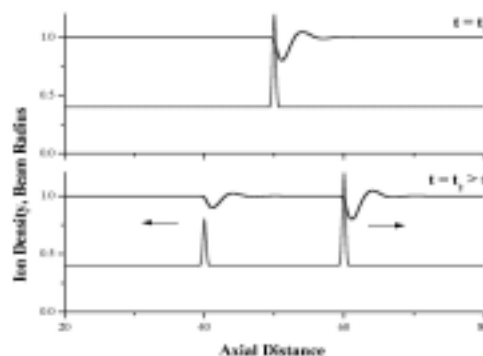


Рис. 3. К объяснению механизма ускорения ионов. Тонкая линия – плотность ионов, жирная – радиус пучка

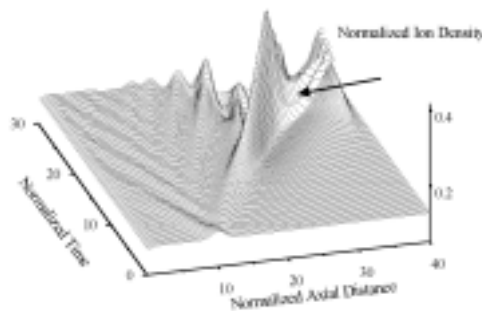


Рис. 4. Численное моделирование развития малого возмущения плотности ионов. Стрелкой указан сгусток ускоренных ионов

На рис. 5 изображена пространственно-временная динамика плотности ионов в пространстве взаимодействия в режиме такого статистического равновесия.

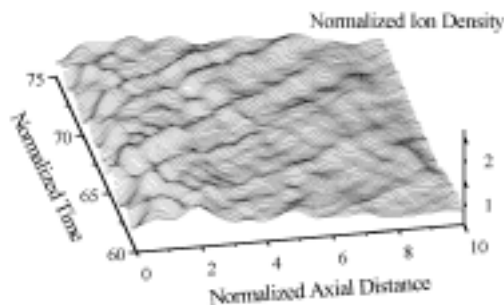


Рис. 5. Пространственно-временная динамика плотности ионов канала в установившемся режиме

Наличие флуктуаций плотности ионов проявляется в флуктуациях радиуса пучка (рис. 6). Экспериментально это наблюдается как сильные флуктуации коллекторного тока с характерным масштабом времени порядка микросекунды, что совпадает со временем пролета ионами длины, равной периоду бетатронных колебаний электронов пучка. Флуктуации тока – это источник шума в СВЧ сигнале пасотрона. Подавление этого шума – первоочередная задача на сегодняшний день. Сейчас, когда выяснилась природа этого явления, разрабатываются и методы борьбы с ним.

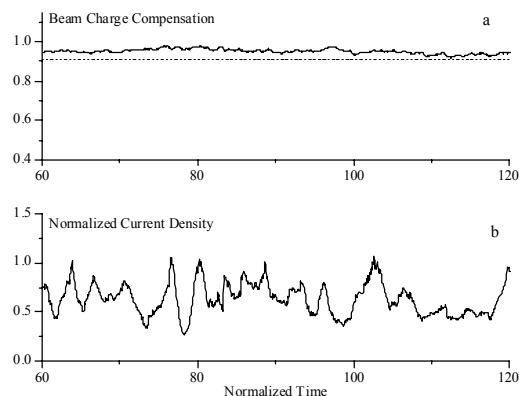


Рис. 6. Степень зарядовой компенсации (a) и плотность пучка (b) в режиме статистического равновесия. Пунктиром отмечено критическое значение степени компенсации

**Возбуждение СВЧ колебаний.** Оставим пока в стороне сложную картину распространения пучка и рассмотрим возбуждение им синхронных волн. На первый взгляд оно ничем не отличается от возбуждения волн в традиционных ЛБВ или ЛОВ. Единственное отличие – это способ радиального удержания пучка. В традиционных устройствах это сильное магнитное поле, а в пасотроне – потенциальная яма ионного канала. Если яма глубока, то радиальное движение электронов будет так же заморожено, как и сильным магнитным полем. В этом случае нет различий между пасотроном и обычными устройствами. Но что значит «достаточно глубока»? И что будет, если яма «недостаточно глубока»?

Черенковский механизм возбуждения предполагает, что фазовая скорость волны и скорости частиц пучка совпадают. На электроны пучка действует постоянное продольное электрическое поле волны. Но возбуждаемая Е-волна имеет не только продольную, но и радиальную компоненту электрического поля. Поэтому на электроны действует и постоянное радиальное поле волны, пытающееся сместить их в радиальном направлении. Теперь мы можем указать, какую потенциальную яму ионного канала можно считать «достаточно глубокой». Если поле волны не в состоянии выбросить частицы из радиальной ямы, то яма считается глубокой, в противном случае яма мелкая. Как видно, такой критерий зависит от напряженности поля волны, т.е. от мощности СВЧ излучения. Более того, яма может быть «глубокой» на входе в ЛБВ, где поле мало, и оказаться «мелкой» ближе к коллекторному концу.

Рассмотрим качественно развитие пучковой неустойчивости в ЛБВ с ионным удержанием пучка. Пусть на входе поле волны мало и ионную яму можно считать глубокой. На этом участке неустойчивость развивается обычным образом и формируется тормозящийся сгусток частиц пучка. На некотором расстоянии от входа поле волны становится настолько большим, что частицы сгустка выбрасываются из ямы канала и начинают двигаться к границе замедляющей структуры. Поскольку напряженность поля замедленной волны возрастает по мере приближения к границе структуры, то коэффициент связи волны с пучком возрастает и неустойчивость развивается еще интенсивнее. Амплитуда волны может превысить ту, которая была бы в данной системе при магнитном удержании пучка. В конце концов частицы пучка высыпаются на ЗС и развитие неустойчивости на этом заканчивается. Дальше волна распространяется до выхода без изменения амплитуды. Интересной особенностью данного процесса является то, что выходная амплитуда такого ЛБВ-усилителя в широких пределах практически не зависит от величины входного сигнала (рис.7). При увеличении входной амплитуды место срыва неустойчивости просто приближается к входу, а амплитуда поля в точке высыпания остается той же.

Учет теоретически предсказанного эффекта выброса электронов из потенциальной ямы ионного канала позволил экспериментально оптимизировать параметры пасотрона и увеличить электронный к.п.д. до 50% с одновременным сокращением длины пространства взаимодействия [11].

В ЛОВ выбрасывание частиц из ионного канала может привести к появлению сильной автомодуляции генерируемого сигнала. Выбрасывание частиц на стенки прерывает генерацию, которая возобновляется только после «очистки» системы, после выноса возбужденной волны через входной конец системы. Амплитудная модуляция СВЧ сигнала имеет типичный для релаксационных колебаний вид (рис. 8).

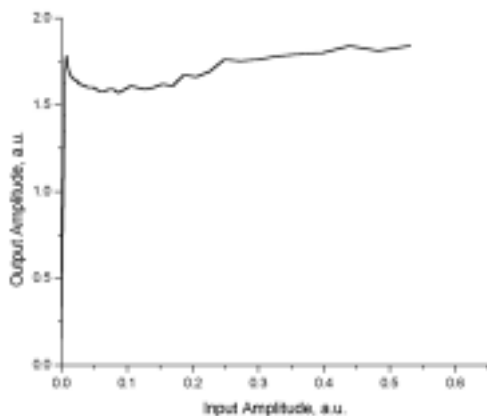


Рис. 7. Зависимость амплитуды выходного сигнала от амплитуды входного сигнала в ЛВВ усилителе с ионной фокусировкой электронного пучка

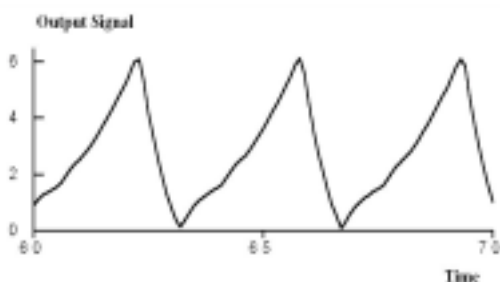


Рис. 8. Релаксационные колебания в ЛОВ

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как показано выше, транспортировка пучка взаимосвязана как с движением ионов канала, так и с процессом возбуждения синхронной волны. В настоящее время относительно хорошо развита самосогласованная теория распространения пучка в ионном канале без учета возбуждения волны и определена специфика взаимодействия ионно-фокусированного пучка с волной. Но в реальном приборе все эти три процесса – образование канала, транспортировка пучка и возбуждение электромагнитной волны – происходят одновременно и влияют друг на друга. Поэтому дальнейшее развитие теории пасотрона должно включать в себя одновременное самосогласованное описание всех этих процессов. В первую очередь, по-видимому, следует выявить, как флуктуации радиуса пучка, обусловленные подвижностью ионов канала, сказываются на характеристиках возбуждаемого сигнала. Затем следует вернуться к описанию транспортировки пучка, но с учетом возможного выброса его из радиальной потенциальной ямы канала полем возбуждаемой волны. Радиальный выброс пучка сразу меняет и условия движения ионов канала, и процесс ионизации газа.

Отметим, что сложность задачи связана с боль-

шой длительностью импульса тока в пасотроне. Для короткоимпульсных устройств (например, для упомянутого выше ускорителя АТА) с предварительно создаваемым ионным каналом большинство проблем отсутствует. За время импульса ионы не успевают сместиться и канал можно считать заданным и стационарным. Правда, одновременно с упрощением, задача теряет значительную часть своей привлекательности, заключающейся, на мой взгляд, в «глобальной» самосогласованности различных физических явлений, протекающих в пасотроне.

Работа выполнена при поддержке United States – Israel Binational Science Foundation, European Office of Aerospace Research and Development.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. G.S. Nusinovich, Yu.P. Bliokh // *Phys. Rev. E*. **62**, 2657 (2000); G.S. Nusinovich, Yu.P. Bliokh // *Phys. Plasmas*. 2000, v. 7, p. 1284. Yu.P. Bliokh, G.S. Nusinovich // *IEEE-PS*. 2001, v. 29, p. 951. G.S. Nusinovich, Yu.P. Bliokh, T.M. Abu-Elfadl et al. // *Proc. Int. Workshop RF*. 2001, Snowbird, Utah; Yu.P. Bliokh, G.S. Nusinovich, J. Felsteiner, V.L. Granatstein // *Phys. Rev. E*. 2002, v. 66, p. 056503.
2. G.I. Budker // *CERN Symp. on High Energy Accel.*, Geneva, 1956, v.1, p.68.
3. D.S. Prono, G.J. Caporaso, A.G. Cole et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1983, v. 51, p. 723. W.E. Martin, G.J. Caporaso, W.M. Fawley et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1985, v. 54, p. 685. G.J. Caporaso, F. Rainer, W.E. Martin et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1986, v. 57, p. 1591.
4. R.W. Schumacher, R. Harvey, J. Hyman, J. Santoru, US Patent 4912367, March 1990.
5. D.M. Goebel, J.M. Butler, R.W. Schumacher et al. // *IEEE-PS* 1994, v. 22, p. 547. E.S. Ponti, D.M. Goebel, J. Feicht, J. Santoru // *Proc. SPIE Intense Microwave Pulses III*. 1995, v. 2557, p. 60; D.M. Goebel, E.S. Ponti, J. Feicht, R.M. Watkins // *Proc. SPIE Intense Microwave Pulses IV*. 1996, v. 2843, p. 69; D.M. Goebel, R.W. Schumacher, R.L. Eisenhart // *IEEE-PS* 1998, v. 26, p. 354.
6. E. P. Lee // *Phys. Fluids* 1978, v. 21, p. 1327.
7. W.H. Bennett // *Phys. Rev.* 1933, v. 45, p. 890. W.H. Bennett // *Phys. Rev.* 1955, v. 98, p. 1584.
8. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Электродинамика сплошных сред*. М.: Наука, 1982.
9. D.S. Prono, G.J. Caporaso, J.C. Clark et al. // *IEEE-NS*. 1983, v.30, p.2510; H.L. Buchanan // *Phys. Fluids*. 1986, v.30, p.221.
10. A.G. Shkvarunets, Y. Carmel, G.S. Nusinovich et al. // *Phys. Plasmas*. 2002, v.9, p.4114.