не вносит дополнительного затухания, заметного на уровне диэлектрических потерь $\mathrm{tg}\ \delta \sim 10^{-4}$.

Указанным способом на установке [3] были получены температурные зависимости диэлектрических потерь как чистого тан[illegible] калия, так и кристаллов, легированных литием (см. рисунок, *а*, *б*). Измерения в частотн[illegible] диапазоне 30—35 ГГц были проведены в интервале температур 4.2—12 К. Лучшие значения $\mathrm{tg}\ \delta = Q^{-1}$ оказались больше, чем следовало ожидать исходя из представления о решеточном характере потерь, при котором $\mathrm{tg}\ \delta \sim \omega$. Так, например, на одних и тех же образцах были получены значения $\mathrm{tg}\ \delta = 1.4 \cdot 10^{-5}$ на 14 ГГц и $\mathrm{tg}\ \delta = 1.3 \cdot 10^{-4}$ на 33 ГГц.

Обращает на себя внимание низкий уровень потерь кристаллов $KTaO_3$, легированных литием, которые, как известно [5], находятся при гелиевых температурах в сегнетофазе. Малость потерь этих кристаллов объясняется тем, что как диполи нецентральных ионов Li, так и сегнетоэлектрические домены при гелиевых температурах оказываются «вмороженными» и не участвуют в процессах диэлектрической релаксации [6].

Осуществленный в работе способ увеличения связи ДР с трактом СВЧ полезен не только для измерения потерь методом диэлектрического резонатора, но и для практического применения в технике миллиметровых волн и реализации высокодобротных миниатюрных сегнетоэлектрических резонаторов.

### Литература


[1] *Белокопытов Г. В.*, *Иванов И. В.*, *Катанов С. И.* и др. ФТТ, 1982, т. 24, № 6, с. 1865—1867.
[2] *Белокопытов Г. В.*, *Иванов И. В.*, *Моисеев Н. Н.*, *Решетников М. Е.* Тез. докл. X Всес. конф. по сегнетоэлектричеству. Минск, 1982, ч. II. 41 с.
[3] *Белокопытов Г. В.*, *Иванов И. В.*, *Петров Д. Г.*, *Решетников М. Е.* ФТТ, 1984, т. 26, № 2, с. 545—547.
[4] *Волков А. А.*, *Чернышев И. М.*, *Ирисова Н. А.* и др. Препринт ФИАН, № 111, М., 1981.
[5] *Смоленский Г. А.*, *Сотников А. В.*, *Сырников П. П.*, *Юшин Н. К.* Письма в ЖЭТФ, 1983, т. 37, № 1, с. 30—33.
[6] *Höchli U. T.*, *Weibel H. E.*, *Boatner L. A.* Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, N 20, p. 1410—1413.



Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова Физический факультет



Поступило в Редакцию 9 января 1987 г.


---


*УДК 537.533* *Журнал технической физики, т. 58, в. 3, 1988*


# РАВНОВЕСНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА, ИНЖЕКТИРУЕМОГО ИЗ ДИОДА С МАГНИТНОЙ ИЗОЛЯЦИЕЙ В ВОЛНОВОД, НАГРУЖЕННЫЙ ДИЭЛЕКТРИКОМ


*А. С. Шлапаковский*


В последнее время значительных успехов достигли экспериментальные работы по генерации коротковолнового СВЧ излучения сильноточными релятивистскими электронными пучками, транспортируемыми в волноводах с частичным диэлектрическим заполнением [1, 2]. Для расчета подобного рода приборов необходимо знать параметры стационарного состояния пучка в области дрейфа: энергию, ток, профиль плотности и т. п. В [3] была записана система уравнений, связывающая эти параметры, и, в частности, приведено выражение для предельного тока транспортировки при сильном магнитном поле. Хорошо известно, однако, что ток пучка однозначно определяется условиями его формирования. В сильноточной СВЧ электронике пучок чаще всего формируется в коаксиальном диоде с магнитной изоляцией [4]. Для этого источника в работе [5] был предложен метод, основанный на учете сохранения потока $z$-компоненты импульса частиц и поля и граничных условий на катоде (ограничение тока пространственным зарядом), который позволил получить аналитические выражения для тока и равновесной энергии электронов в предположении бесконечно сильного магнитного поля и бесконечно тонкого пучка. В настоящем сообщении указанный метод обобщается на случай частичного заполнения системы диэлектриком с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon$.

Считая систему аксиально-симметричной, из уравнения Пуассона и закона сохранения энергии можно получить следующее соотношение:

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\varepsilon\frac{\partial\gamma}{\partial r}\frac{\partial\gamma}{\partial z}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left\{\frac{\varepsilon}{2}\left[\left(\frac{\partial\gamma}{\partial z}\right)^2-\left(\frac{\partial\gamma}{\partial r}\right)^2\right]+\frac{4\pi j}{I_0}\sqrt{\gamma^2-1}\right\}=$$

$$=-\frac{1}{2}\frac{\partial\varepsilon}{\partial z}\left[\left(\frac{\partial\gamma}{\partial z}\right)^2+\left(\frac{\partial\gamma}{\partial r}\right)^2\right]. \tag{1}$$

Здесь $\gamma=1+e\varphi/mc^2$; $\varphi$ — электростатический потенциал; $j$ — плотность тока; $I_0=mc^3/e=17$ kA. Левая часть (1) представляет собой (с точностью до коэффициента) div $\mathbf{T}_z$, где $\mathbf{T}_z$ — поток $z$-составляющей суммарного импульса частиц и поля в среде. Видно, что в случае заполнения системы однородным по $z$ диэлектриком имеет место закон сохранения, т. е. поток импульса поля в зоне формирования пучка перераспределяется в зоне дрейфа между полем и пучком. При наличии же неоднородности ($\partial\varepsilon/\partial z\neq0$) сохранения нет из-за возникновения упругих натяжений в среде, вызванных пондеромоторными силами [6]. Это приводит в конечном счете к тому, что аналитическое определение энергии и тока пучка в области дрейфа оказывается возможным лишь в том случае, когда диэлектрик имеется и в зоне формирования. Если же, как это обычно бывает, диэлектрическая втулка присутствует только в зоне дрейфа, можно говорить лишь об оценках, поскольку в баланс потока импульса будет входить сила натяжения, которая зависит от значений поля на поверхности втулки, не известных в отсутствие полного решения уравнения Пуассона. Рассмотрим оба этих случая.

1. Диэлектрическая втулка имеется по обе стороны от кромки катода. Интегрирование (1) по всему объему системы и определение потенциала в областях, не занятых пучком и далеких от кромки (так что $\partial\gamma/\partial z=0$), с учетом граничных условий на катоде, аноде и поверхности диэлектрика дает для релятивистского фактора $\gamma_B$ бесконечно тонкого пучка то же значение, что и в отсутствие втулки [5]

$$\gamma_B=\gamma_0=\sqrt{2\gamma_A+\frac{1}{4}}-\frac{1}{2}. \tag{2}$$

Ток же пучка дается выражением, совпадающим с соответствующим результатом работы [3]

$$I=\frac{I_0}{2}\frac{\varepsilon\,(\gamma_A-\gamma_B)}{\ln\dfrac{R_A}{R_K}+(\varepsilon-1)\ln\dfrac{R_{\text{вт}}}{R_K}}\,\frac{\sqrt{\gamma_B^2-1}}{\gamma_B}. \tag{3}$$

Здесь $\gamma_A$ отвечает анодному напряжению; $R_A$, $R_K$, $R_{\text{вт}}$ — радиусы анода, катода и диэлектрической втулки. В частности, видно, что при $R_{\text{вт}}=R_K$ ток в $\varepsilon$ раз превышает соответствующее значение в отсутствие втулки. Этот результат достаточно очевиден: поток импульса поля в области формирования в $\varepsilon$ раз выше, чем при отсутствии диэлектрика, а характер перераспределения его между полем и частицами в зоне дрейфа остается неизменным.

2. Диэлектрическая втулка создает неоднородность. В этом случае (1) можно проинтегрировать по той части системы, где втулка присутствует, и по той, где ее нет. В результате для релятивистского фактора бесконечно тонкого пучка получается следующее уравнение:

$$\gamma_B^3-(2\gamma_A+1)\,\gamma_B+2\gamma_A=A\gamma_B, \tag{4}$$

где

$$A=\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon}\left\{(\gamma_A-1)^2\frac{\ln(R_A/R_{\text{вт}})}{\ln(R_A/R_K)}-\left[\ln\frac{R_A}{R_K}+(\varepsilon-1)\ln\frac{R_{\text{вт}}}{R_K}\right]\int\limits_{R_{\text{вт}}}^{R_A}\left[\left(\frac{\partial\gamma}{\partial r}\right)^2+\frac{1}{\varepsilon}\left(\frac{\partial\gamma}{\partial z}\right)^2\right]rdr\right\}.$$

Значения полей в интеграле берутся на внешней стороне торца втулки. Ток пучка определяется формулой (3).

В отсутствие втулки (т. е. при $\varepsilon=1$ или $R_{\text{вт}}=R_A$) $A=0$ и $\gamma=\gamma_0$. В других случаях $A$ определить невозможно, однако можно точно указать диапазон его изменения. Действительно, поскольку условия формирования пучка однозначно определяют его равновесные характеристики в зоне дрейфа, уравнение (4) должно иметь единственное вещественное решение $\gamma_B>1$. Отсюда следует, что при любых параметрах втулки $A>0$ и $\gamma_B>\gamma_0$. С другой стороны, поскольку ток, снимаемый с катода, в конечном счете определяется величиной электрического поля вблизи кромки, его значение не может быть ниже, чем в случае отсутствия втулки. Поэтому существует максимальное значение $\gamma_{B\,\max}$ (оно реализуется при достаточно большом удалении торца втулки от катода), которое может быть найдено из условия

$$\frac{\varepsilon(\gamma_A-\gamma_B)}{\ln\frac{R_A}{R_K}+(\varepsilon-1)\ln\frac{R_{\text{вт}}}{R_K}}\,\frac{\sqrt{\gamma_B^2-1}}{\gamma_B}=\frac{\gamma_A-\gamma_0}{\ln\frac{R_A}{R_K}}\,\frac{\sqrt{\gamma_0^2-1}}{\gamma_0}. \tag{5}$$

Таким образом, наличие неоднородности приводит к увеличению равновесной энергии и уменьшению тока пучка по сравнению с однородным случаем. Изменение энергии электронов может существенно сказаться на значении рабочей частоты СВЧ прибора. Так, при $\gamma_A=3$ (что соответствует $\gamma_0=2$), $\varepsilon=2$ и $R_{\text{вт}}\approx R_K$ решение (5) дает $\gamma_{B\,\max}\simeq 2.53$. Поэтому в общем случае, когда расстояние от торца втулки до кромки катода сравнимо с поперечными размерами системы, необходимо полное численное решение задачи.

В заключение заметим, что развивающаяся при «сверхсветовом» движении пучка черенковская неустойчивость приводит к появлению высокочастотного тока. Если в системе отсутствует обратная связь, т. е. неустойчивость носит конвективный характер, то равновесное состояние пучка реализуется на ограниченной длине (так что длина участка, занятого и диэлектриком, и пучком, порядка обратного пространственного инкремента $(\mathrm{Im}k)^{-1}$). Так как выше использовалось решение уравнения Пуассона в однородных по $z$ областях, то полученные результаты справедливы, если выполняется неравенство $\mathrm{Im}kR_A\ll 1$. При наличии обратной связи существование стационарного состояния ограничено еще и временным интервалом порядка обратного инкремента абсолютной неустойчивости.

Автор благодарит Г. П. Фоменко, В. П. Григорьева, П. Я. Исакова за полезные обсуждения.

## Литература

[1] *Диденко А. Н., Борисов А. Р., Фоменко Г. П., Штейн Ю. Г.* Письма в ЖТФ, 1983, т. 9, № 1, с. 60—62.
[2] *Garate E., Cook R., Heim P.* et al. J. Appl. Phys., 1985, v. 58, N 2, p. 627—632.
[3] *Борисов А. Р., Фоменко Г. П., Шлапаковский А. С.* ЖТФ, 1986, т. 56, № 6, с. 1180—1182.
[4] *Бугаев С. П., Ильин В. П., Кошелев В. И.* и др. В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, 1979, с. 5—75.
[5] *Федосов А. И., Литвинов Е. А., Беломынцев С. Я., Бугаев С. П.* Изв. вузов. Физика, 1977, № 10, с. 134—135.
[6] *Тамм И. Е.* Основы теории электричества. М.: Наука, 1976. 616 с.

Научно-исследовательский институт ядерной физики при Томском политехническом институте им. С. М. Кирова

Поступило в Редакцию 22 января 1987 г.

---

УДК 535.42 : 621.372.8

*Журнал технической физики, т. 58, в. 3, 1988*

# К ТЕОРИИ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ С ПЕРИОДИЧЕСКИМИ ПОКРОВНЫМИ СРЕДАМИ

*Ю. П. Удоев*

Планарный оптический волновод может быть создан путем синтеза многослойных тонкопленочных структур, имеющих высокий коэффициент отражения, по обе стороны от центрального направляющего канала [1]. Свойства таких волноводов рассматривались ранее на основе общей теории слоистых периодических структур с помощью характеристических матриц [1] и на основе решения задачи о собственных функциях волнового уравнения для случая периодических сред [2, 3]. В настоящей работе описан подход, основанный на применении модифицированной модели зигзагообразных волн, плодотворность которой продемонстрирована в ряде работ (см., например, [4, 5]), и теории дифракции света на отражательных объемных решетках в приближении связанных волн [6]. Этот подход позволяет наиболее простым в математическом плане и ясным с физической точки зрения способом выяснить ряд особенностей каналирования излучения в указанных структурах и может быть полезным при планировании эксперимента и интерпретации данных.