Отметим, что кривые отражения, получаемые двух- и трехкристальной дифрактометрией в обычной компланарной геометрии измерений, достаточно хорошо определяют, присутствует ли мозаичность в слое GaAsP, но вид этих кривых не меняется при изменении глубины залегания дислокационной сетки.

Наблюдавшаяся высокая чувствительность кривых отражения в условиях скользящей дифракции к дислокационным сеткам в тонких приповерхностных областях может быть использована как метод выявления этих сеток.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Д. З. Гарбузову за любезно предоставленные образцы гетероструктур и Т. С. Аргуновой за полезное обсуждение результатов.

Литература

[1] *Marra W. C., Eisenberger P., Cho A. Y.* J. Appl. Phys., 1979, v. 50, N 11, p. 6927—6933.
[2] *Afanasev A. M., Melkonyan M. K.* Acta Cryst., 1983, v. A39, N 2, p. 207—210.
[3] *Александров П. А., Мелконян М. К., Степанов С. А.* Кристаллография, 1984, т. 29, № 2, с. 29—31.
[4] *Щеглов М. П., Кютт Р. Н., Сорокин Л. М.* ЖТФ, 1987, т. 57, № 7, с. 1436—1438.

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

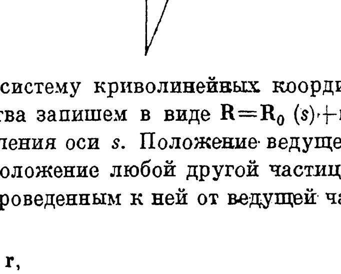
Поступило в Редакцию
27 августа 1987 г.

УДК 537.533.3 *Журнал технической физики, т. 58, в. 3, 1988*

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЯПРОЛЕТНАЯ ФОКУСИРОВКА ШИРОКОГО ПОТОКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

З. Т. Адилова, Е. М. Якушев

В последнее время в технике и практике физического эксперимента все большее применение находят существенно нестационарные потоки заряженных частиц — короткие импульсы тока, длительность которых сравнима или, может быть, много меньше времени пролета частиц в системе. В этой статье, следуя предложенному в [1] методу, выведены уравнения фокусировки нестационарного потока частиц в электростатическом поле в предположении, что скорости частиц и плотности потоков настолько малы, что релятивистскими эффектами и взаимодействием частиц между собой можно пренебречь.



Рассмотрим поток частиц одинаковых удельных зарядов q, движущихся в стационарном электрическом поле, характеризуемом скалярным потенциалом $\varphi = \varphi(\mathbf{R})$, где $\mathbf{R}$ — радиус вектор точки. Одну из этих частиц назовем ведущей. Примем, что форма траектории ведущей частицы задана в виде явной зависимости радиуса-вектора этой частицы $\mathbf{R} = \mathbf{R}_0(s)$ от длины дуги s, измеренной вдоль траектории. Введем ортогональную систему криволинейных координат с осью s. Радиус-вектор $\mathbf{R}$ любой точки пространства запишем в виде $\mathbf{R} = \mathbf{R}_0(s) + \mathbf{r}$, причем $\mathbf{r}\boldsymbol{\tau} = 0$, где $\boldsymbol{\tau}(s) = d\mathbf{R}_0/ds$ — единичный вектор направления оси s. Положение ведущей частицы на оси s в момент времени t обозначим через ζ. Положение любой другой частицы в этот же момент времени t будем определять вектором $\boldsymbol{\rho}$, проведенным к ней от ведущей частицы (см. рисунок). При этом имеет место равенство

$$\mathbf{R} = \mathbf{R}_0(\zeta) + \boldsymbol{\rho} = \mathbf{R}_0(\zeta + \eta) + \mathbf{r},$$

где $\eta = s - \zeta$ — продольное смещение в s-направлении произвольной и ведущей частиц относительно друг друга, а $\mathbf{r}$ — поперечное смещение произвольной частицы от оси s. Для ведущей частицы следует положить: $\mathbf{r} \equiv 0$, $\eta \equiv 0$.

Потенциал $\varphi = \varphi(s, \mathbf{r})$ нормируем так, чтобы полная энергия ε для ведущей частицы была равна нулю. Тогда из закона сохранения энергии следует

$$\dot{\zeta} = \sqrt{-2q\Phi(\zeta)}, \tag{1}$$

где $\Phi(s)=\varphi(s, 0)$ — распределение потенциала вдоль оси s; $\Phi(\zeta)$ — та же функция аргумента ζ.

Для скорости v произвольной частицы можно получить

$$v=\sqrt{-2q\Phi(\zeta)}\,\left((1+\eta')\,\boldsymbol{\tau}(s)+\mathbf{r}'\right). \tag{2}$$

Здесь и в дальнейшем штрихами обозначено дифференцирование по переменной ζ. Величину ζ введем в качестве независимой переменной в вариационное уравнение движения частицы

$$\delta\int\limits_{\zeta_1}^{\zeta_2} L\,d\zeta=0,$$

где δ — символ варьирования; ζ_1, ζ_2 — начальное и конечное значение переменной ζ. В принятой системе координат вариационная функция L преобразуется к виду

$$L=\sqrt{\Phi(\zeta)}\left[\mathbf{r}'^2+(1+\eta')^2\left(1-\frac{\mathbf{r}\mathbf{E}(s)}{\Phi(s)}\right)\right]+\frac{\varphi(s,\ \mathbf{r})}{\sqrt{\Phi(\zeta)}}. \tag{3}$$

При выводе этого выражения было учтено равенство

$$\mathbf{r}'\boldsymbol{\tau}(s)=-(1+\eta')\,\mathbf{r}\,\frac{d\boldsymbol{\tau}}{ds},$$

следующее из ортогональности системы координат, и равенство

$$\frac{d\boldsymbol{\tau}}{ds}=\frac{\mathbf{E}(s)}{2\Phi(s)},$$

представляющее собой уравнение осевой траектории, где $\mathbf{E}$ — нормальная к оси s-составляющая напряженности электрического поля ($\mathbf{E}\boldsymbol{\tau}=0$). Используя выражение (3), получим уравнение поперечной фокусировки

$$2\Phi(\zeta)\,\mathbf{r}''+\Phi'(\zeta)\,\mathbf{r}'=\frac{\partial\varphi(s,\ \mathbf{r})}{\partial\mathbf{r}}-(1+\eta')^2\,\mathbf{E}(s)\,\frac{\Phi(\zeta)}{\Phi(s)}. \tag{4}$$

Уравнение продольной фокусировки проще всего получить, опираясь непосредственно на закон сохранения энергии, выразив в нем скорость частицы в соответствии с равенством (2)

$$\Phi(\zeta)\left[\mathbf{r}'^2+(1+\eta')^2\left(1-\frac{\mathbf{r}\mathbf{E}(s)}{\Phi(s)}\right)\right]-\varphi(s,\ \mathbf{r})=\varepsilon. \tag{5}$$

Выведенная система уравнений (4), (5) описывает отклонение в радиальном и в аксиальном направлениях любой произвольной частицы от ведущей в зависимости от положения последней на оси системы.

В уравнениях (4), (5) явная зависимость координат частиц $\mathbf{r}$ и η от времени пролета t исключена. При этом информацию о времяпролетных характеристиках электронно-оптической системы дает величина η. Действительно, вследствие синхронности движения произвольной и связанной с ней ведущей частиц время их пролета от начального момента времени (соответствующего значению $\zeta=\zeta_1$) до любого другого момента ($\zeta=\zeta_2$), согласно уравнению (1), равно

$$t=\frac{1}{\sqrt{2q}}\int\limits_{\zeta_1}^{\zeta_2}\frac{d\zeta}{\sqrt{\Phi(\zeta)}}. \tag{6}$$

За это время каждая из множества частиц достигает своей плоскости $s=s_2$. Эти плоскости в общем случае между собой не совпадают, причем их параллельные смещения относительно друг друга определяются зависимостью величины η_2 от начальных условий для всего этого множества частиц. Наоборот, некоторую выбранную плоскость $s_2=\mathrm{const}$ все частицы этого множества пересекают в разные моменты времени. Разброс Δt моментов времени пересечения выбранной плоскости $s=s_2$ характеризует времяпролетные аберрации электронно-оптической системы. На основании (6) с учетом соотношения $\zeta=s-\eta$ получим $t=T+\Delta t$, где

$$T=\frac{1}{\sqrt{2q}}\int\limits_{s_1}^{s_2}\frac{d\zeta}{\sqrt{\Phi(\zeta)}} \tag{7}$$

представляет собой время пролета ведущей частицы между плоскостями $s=s_1$ и $s=s_2$, а величина

$$\Delta t = -\frac{1}{\sqrt{2q}} \int\limits_{s_1}^{s_1-\eta_1} \frac{d\zeta}{\sqrt{\Phi(\zeta)}} + \frac{1}{\sqrt{2q}} \int\limits_{s_2}^{s_2-\eta_2} \frac{d\zeta}{\sqrt{\Phi(\zeta)}} \tag{8}$$

имеет смысл суммарной времяпролетной аберрации в плоскости $s=s_2$, причем первое слагаемое в равенстве (8) определяется временно́й структурой потока в начальной плоскости $s=s_1$.

Если задан ансамбль частиц с разными значениями начальных величин ($\mathbf{r}_1$, $\mathbf{r}_1'$, ε) при $\zeta=\zeta_1$, то с помощью системы уравнений (4), (5), (8) можно проследить за изменением структуры этого ансамбля в процессе его перемещения в электронно-оптической системе и исследовать, таким образом, эффекты радиальной и аксиальной фокусировки, а также времяпролетные характеристики электронно-оптической системы.

Важно отметить, что выведенная система уравнений допускает разложение в ряд по степеням малых величин $\mathbf{r}$ и η, что позволяет исследовать эффекты фокусировки коротких импульсов тока в первом порядке и учесть пространственные и времяпролетные аберрации более высоких порядков малости [2]. Отметим также, что при этом не исключаются из рассмотрения эмиссионные системы и зеркала, так как линеаризация системы уравнений (4) и (5) производится без наложения обычных для электронной оптики условий малости величин

$$|\mathbf{r}'| \ll 1, \quad \varepsilon/\varphi \ll 1.$$

В этом отношении выведенная система уравнений выгодно отличается от уравнений широкого потока, полученных Фрейкманом [3].

Литература

[1] *Якушев Е. М., Сапаргалиев А. А., Еленгеев А. К.* ЖТФ, 1985, т. 55, № 7, с. 1291—1299.
[2] *Адилова З. Т., Якушев Е. М.* Деп. ВИНИТИ, 1986, № 86.
[3] *Фрейнкман Б. Г.* ЖТФ, 1983, т. 53, № 11, с. 2119—2124.

Институт ядерной физики
АН КазССР
Алма-Ата

Поступило в Редакцию
21 мая 1986 г.
В окончательной редакции
17 ноября 1986 г.

УДК 621.385.63 *Журнал технической физики, т. 58, в. 3, 1988*

О РАБОТЕ ДИОДА МАГНЕТРОННОГО ТИПА С МНОГООСТРИЙНЫМ ВЗРЫВОЭМИССИОННЫМ КАТОДОМ

В. Т. Астрелин, В. Г. Ковалев, О. Л. Комаров, В. Б. Марков, О. П. Печерский, Ю. М. Савельев, К. И. Ткаченко, В. И. Энгелько

В исследованиях [1-4] было показано, что использование в диодах магнетронного типа многоострийных взрывоэмиссионных катодов (МВК) позволяет получать трубчатые сильноточные электронные пучки (СЭП) длительностью до $\sim 10^{-4}$ с. В [2, 3] эксперименты проводились с МВК, имеющим угол раствора конуса $2\alpha_к=5.4°$. Целью экспериментов, результаты которых описываются в настоящей работе, являлось исследование возможности увеличения первеанса магнетронного диода с МВК за счет увеличения $\alpha_к$. Приводятся также результаты численного анализа формирования электронного потока в исследуемом диоде и их сопоставление с экспериментальными данными.

Методика проведения эксперимента

Схема эксперимента показана на рис. 1. Использовался МВК с углом раствора конуса $2\alpha_к=28°$. Длина рабочей поверхности МВК равнялась 32 см, максимальный и минимальный радиусы — 13 и 5 см соответственно. В отличие от использовавшейся ранее схемы [2], где