

Экспериментальное моделирование осуществлялось следующим образом. На входное окно фильтра, собранного совместно с энергоанализатором в соответствии со схемой, представленной на рис. 1, подавался пучок ионов, засвечивающий часть площади окна (рис. 4, а). Разброс ионов в пучке по углу α составлял до $\pm 2.5^\circ$, а по β — менее $\pm 0.5^\circ$. Сопоставление экспериментальных и расчетных данных для $l=35$ мм представлено на рис. 4, б.

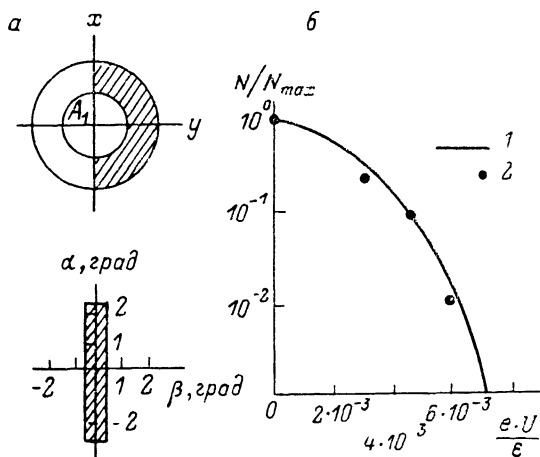


Рис. 4. Зависимость коэффициента ослабления фильтра длиной 35 мм и энергоанализатора от рассеивающего потенциала U .

а — области засветки входного окна по поверхности и углу, б — коэффициент ослабления потока ионов в зависимости от рассеивающего потенциала; 1 — расчет, 2 — эксперимент.

Заключение

Результаты расчета и моделирования показывают, что предложенный фильтр совместно с энергоанализатором позволяет обеспечить ослабление исходного потока заряженных частиц в 0—100 раз и более. Особенно важно, что это достигается приложением малых потенциалов к элементам фильтра $U \ll E/Q$.

Список литературы

[1] Marsch E., Mühlhäuser K.-H. // J. Geophys. Res. 1982. Vol. 87. N A1. P. 52—72.
 [2] Marsch E., Mühlhäuser K.-H. // J. Geophys. Res. 1982. N A1. P. 35—51.
 [3] Marsch E., Goldstein H. // J. Geophys. Res. 1983. Vol. 88. P. 9933—9940.

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

Поступило в Редакцию
 3 апреля 1989 г.

ИОННО-ОПТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ТОРОИДАЛЬНОГО ЭНЕРГОАНАЛИЗАТОРА СО СЛАБОДЕФОРМИРОВАННЫМИ ЭЛЕКТРОДАМИ

М. И. Явор

При конструировании энергоанализаторов секторного типа, использующихся в статических масс-спектрометрах, большое значение имеет определение допусков на их изготовление и сборку. Поэтому представляет интерес установление аналитической зависимости вариации фокусирующих и дисперсионных свойств анализаторов от типа и величины деформации электродов. Для цилиндрического конденсатора такая задача решалась в работах [1, 2]. Для тороидального дефлектора, который находит все более широкое применение в высокопрецизионных масс-спектрометрах, теория допусков развита лишь для дефектов, сохраняю-

щих осевую симметрию системы [3]. В настоящей работе рассмотрено влияние на параметры этого анализатора произвольных дефектов, нарушающих осевую симметрию.

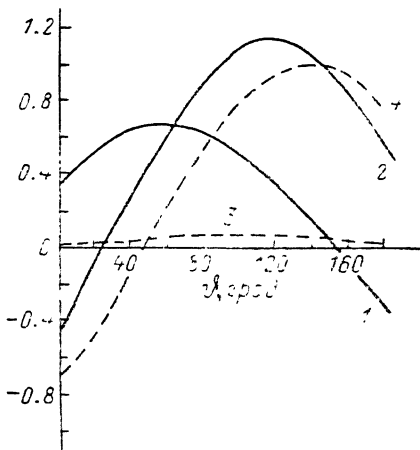
Если в безразмерных координатах $\eta = (r - r_0)/r_0$, $\zeta = z/r_0$, где r_0 — радиус оси пучка ионов, уравнения поверхностей недеформированных электродов записать в виде $\eta = \eta^{(k)}(\zeta)$, $k=1, 2$ (первый индекс относится к внешнему электроду), то уравнения электродов со слабой деформацией можно представить в виде $\eta = \eta^{(k)}(\zeta) + 2\epsilon f^{(k)}(\zeta, \varphi)$, где φ — азимутальный угол, $\epsilon = b/r_0$, b — полузазор между электродами, $|f^{(k)}| \ll 1$. Потенциал поля дефлектора вблизи оси пучка $U(\eta, \zeta, \varphi) = a_{00} + \alpha_{00}(\varphi) + \alpha_{01}(\varphi)\zeta + [a_{10} + \alpha_{10}(\varphi)]\eta + [a_{20} + \alpha_{20}(\varphi)]\eta^2 + [a_{02} + \alpha_{02}(\varphi)]\zeta^2/2 + \alpha_{11}(\varphi)\eta\zeta + \dots$, где a_{in} — коэффициенты разложения потенциала поля недеформированного конденсатора, α_{in} — малые добавки. Выражения для коэффициентов α_{in} можно получить методом, изложенным в работе [4], в виде рядов по степеням малого параметра ϵ ; при этом с точностью до величин порядка ϵ^2 эти выражения таковы: $\alpha_{00} = \epsilon \delta_2(\varphi)$, $\alpha_{01} = \epsilon \gamma_2(\varphi)$, $\alpha_{10} = \delta_1(\varphi) + \epsilon a_{20} \delta_2(\varphi)$, $\alpha_{11} = \gamma_1(\varphi) + \epsilon a_{20} \gamma_2(\varphi)$, $\alpha_{02} = a_{02} \delta_1(\varphi) + \epsilon [a_{12} \delta_2(\varphi) + \chi_1(\varphi)]$, $a_{20} = a_{20} \delta_1(\varphi) - \epsilon [(a_{12} + a_{20}) \delta_2(\varphi) + \chi_1(\varphi) + \chi_2(\varphi)]$, где $\delta_1 = f^{(2)}(0, \varphi) - f^{(1)}(0, \varphi)$, $\delta_2 = -f^{(1)}(0, \varphi) - f^{(2)}(0, \varphi)$, $\gamma_1 = f_{\zeta\zeta}^{(2)}(0, \varphi) - f_{\zeta\zeta}^{(1)}(0, \varphi)$, $\gamma_2 = -f_{\zeta\zeta}^{(1)}(0, \varphi) - f_{\zeta\zeta}^{(2)}(0, \varphi)$, $\chi_1 = -f_{\zeta\eta}^{(1)}(0, \varphi) - f_{\zeta\eta}^{(2)}(0, \varphi)$, $\chi_2 = -f_{\zeta\eta}^{(1)}(0, \varphi) - f_{\zeta\eta}^{(2)}(0, \varphi)$. Функции χ_1 и χ_2 характеризуют влияние на потенциал вариаций аксиального и азимутального радиусов кривизны электродов. Это влияние можно учесть, изменяя входящий в уравнения движения ионов в анализаторе [6] «коэффициент тороидальности» поля, поэтому в дальнейшем такие вариации рассматривать не будем. Из приведенных формул следует, что наибольшее влияние на распределение поля в дефлекторе имеют разность углов наклона электродов к средней плоскости при их пересечении, характеризуемая функцией γ_1 , и вариация межэлектродного зазора δ_1 в средней плоскости $\zeta=0$. Влияние же абсолютных вариаций положения электродов, характеризуемых функциями γ_2 и δ_2 , в $N = \epsilon^{-1}$ раз меньше, следовательно, допуски на соответствующие параметры могут быть в N раз свободнее.

Уравнение траекторий ионов в тороидальном энергоанализаторе с возмущенным полем можно получить аналогично тому, как это было сделано для цилиндрического конденсатора [2, 6]. Оно имеет вид $\eta'' = H - \alpha_{10} - 2\alpha_{00} + \eta' \alpha'_{00} - (\alpha_{11} + 2\alpha_{01})\zeta + (\alpha_{10} + 4\alpha_{00})\sigma - \eta(\alpha_{20} + 6\alpha_{10} + 2[5-c]\alpha_{00})$, где σ — относительная вариация энергии частиц, c — коэффициент тороидальности поля, H — правая часть невозмущенного уравнения [6]. Решение полученного уравнения представим в виде $\eta = \eta_0(\varphi) + \eta_1(\varphi)$, где η_0 — решение невозмущенного уравнения, η_1 — возмущение траекторий. Приведем выражение для функции η_1 в случае, когда $\delta_1 \neq 0$ и $\gamma_1 \neq 0$, пренебрегая в этом выражении малыми поправками порядка ϵ ,

$$\eta_1(\varphi) = \frac{1}{\sqrt{2-c}} \sum_{i=0}^5 a_i \int_0^{\varphi} F_i(\xi) \sin[\sqrt{2-c}(\varphi - \xi)] d\xi.$$

Здесь $\alpha_0=1$; α_1 и α_2 — проекции на плоскость дисперсии и ортогональную к ней угла, образованного траекторией с осью пучка при выходе из источника; α_3 и α_4 — нормированные на r_0 отклонения источника от оси пучка в предметной плоскости в радиальном и аксиальном направлениях; $\alpha_5 = \sigma$, $F_0 = -\delta_1(\varphi)$; $F_i = 2f_i G' - 2af_i G + (c-5)f_i \delta_{15} + \delta_{15} [(5-c)G + \delta_1]$ при $i=1, 3, 5$; $F_i = -f_i \gamma_1$ при $i=2, 4$; δ_{ik} — символ Кронеккера; $a = 5 - 4c + c^2$; $f_1 = \lambda_1 \cos c_1 \varphi + c_1^{-1} \sin c_1 \varphi$, $f_2 = \lambda_1 \cos c_2 \varphi + c_2^{-1} \sin c_2 \varphi$, $f_3 = \cos c_1 \varphi$, $f_4 = \cos c_2 \varphi$, $f_5 = [1 - \cos c_1 \varphi]/c_1^2$, $c_1 = \sqrt{2-c}$, $c_2 = \sqrt{c}$, $\lambda_1 = l_1/r_0$, l_1 — входное плечо анализатора; $G = \sqrt{2-c} \partial \eta_0(\varphi) / \partial \alpha_0$.

Выписанное решение можно продолжить с учетом преломления в краевых полях в пространстве изображений, получив формулы для поперечного смещения δy изображения в плоскости дисперсии и изменения выходного плеча δl_2 , вариации коэффициентов линейного увеличения и дисперсии, а также расфокусировки изображения в плоскости дисперсии, вызванной неперпендикулярностью электродов к средней плоскости. Соответствующие формулы просты, но громоздки, поэтому не приводятся.



На рисунке приведены результаты расчета (в мм) вариаций δy (1) и δl_2 (2) для дефлектора с параметрами $c=0.544$, $l_1=32.2$ мм, $r_0=210$ мм, $b=10$ мм и углом поворота 115° , предполагалось, что центры аксиальной кривизны недеформированных электродов совпадают. Дефект изготовления задавался в виде отклонения центра азимутальной кривизны внешнего электрода от оси системы на величину 0.05 мм в направлении, составляющем угол ϑ с направлением на входной край пластин анализатора, и наклона этого электрода при пересечении средней плоскости на угол 0.1° к направлению, перпендикулярному этой плоскости. Изменения коэффициентов линейного увеличения и дисперсии составляют в рассматриваемом случае величину порядка 0.5 % от их невозмущенных значений. Отметим, что неперпендикулярность одного из электродов к средней плоскости приводит к существенной расфокусировке изображения в этой плоскости, она составляет 0.1 мм при угле раствора пучка в направлении оси z в 1° . Кроме того, в указанном случае происходит дополнительная расфокусировка изображения за счет протяженности источника в направлении оси z , она составляет 0.02 мм на 1 мм протяженности источника.

Если скорректировать потенциалы на электродах таким образом, чтобы средняя радиальная компонента напряженности поля на оси пучка и среднее значение потенциала были равны их невозмущенному значению, то, как видно из рисунка, поперечный сдвиг изображения δy (2), вызванный смещением оси пучка, уменьшается на порядок, однако смещение плоскости изображения δl_2 (4) остается значительным. Этот дефект можно устранить, используя, например, перемещение источника. Наибольшую трудность для коррекции представляет расфокусировка изображения, вызванная неперпендикулярностью электродов к средней плоскости. Причиной неперпендикулярности может быть, например, сдвиг одного из электродов в направлении оси z . В случае конечной аксиальной протяженности источника не удается, как предлагалось в работе [3], устранить влияние такого дефекта поворотом выходной щели дефлектора. Из сказанного следует необходимость строгого контроля ортогональности поверхностей электродов при $z=0$ к средней плоскости анализатора.

Список литературы

- [1] Voerboom A. J. H. // Intern. J. Mass. Spectr. Ion Phys. 1976. Vol. 22. N 3/4. P. 259—271.
- [2] Явор М. И. // Научное приборостроение. Электронно-ионная оптика. Л.: Наука, 1989. С. 61—66.
- [3] Малов А. Ф., Трубочев Г. М. // Научные приборы. М., 1979. № 19. С. 57—59.
- [4] Явор М. И. // Научное приборостроение. Электронно-ионная оптика. Л.: Наука, 1989. С. 66—70.
- [5] Афанасьев В. П., Явор С. Я. Электростатические энергоанализаторы для пучков заряженных частиц. М.: Наука, 1978. 224 с.
- [6] Явор М. И. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 4. С. 123—127.

Научно-техническое объединение АН СССР
Институт аналитического приборостроения
Ленинград

Поступило в Редакцию
5 апреля 1989 г.

04; 07

Журнал технической физики, т. 60, в. 4, 1990

© 1990 г.

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПУЧКОВОЙ ПЛАЗМЫ В ИНЕРТНЫХ ГАЗАХ

Б. В. Алексин, В. В. Боровков, В. В. Воронин, Б. В. Лажинцев, А. Н. Моисеенко,
В. А. Нор-Аревян, В. А. Тананакин, Г. И. Федоров

В [1] обнаружена аномально высокая концентрация свободных электронов (N_e) в плазменном канале, образующемся при распространении пучка быстрых электронов в Ag, при давлении газа, близком к атмосферному. Экспериментальные значения N_e на порядок превышали оценки по известным моделям. Причины столь существенного различия теории и эксперимента авторами не указываются. Более подробное изучение релаксации пучковой плазмы инертных газов при высокой мощности возбуждения представляет заметный интерес с точки зрения адекватного описания кинетики эксимерных лазеров.