

ВЛИЯНИЕ ЧАСТИЧНОЙ НЕЙТРАЛИЗАЦИИ ОБЪЕМНОГО ЗАРЯДА СГУСТКОВ НА ДИАГНОСТИРУЕМЫЕ ПАРАМЕТРЫ ИОННЫХ ПУЧКОВ

М. Э. Долинская, Н. Л. Дорошко

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Проведен теоретический и численный анализ эффекта частичной нейтрализации пучков вследствие захвата ионными сгустками свободных электронов, образующихся в процессе ионизации многокомпонентного остаточного газа вакуумной камеры. Показано, что экспериментальные данные и результаты теоретических расчетов для ионного пучка Ar^{1+} при типичных для ВЧ-ускорителей параметрах хорошо согласуются.

Введение

В результате взаимодействия ионного пучка с молекулами остаточного газа происходит ионизация атомов газа, рождение свободных электронов, обдирка частично заряженных ионов и захват электронов нейтральных молекул в результате процесса перезарядки. Эти явления зависят от энергии, интенсивности ионного пучка, давления и состава остаточного газа. Такие процессы искажают на параметры пучка, которые регистрируются диагностическими приборами, и, если их не учитывать, можно получить недостоверную информацию.

В данной работе рассматриваются явления образования и захвата свободных электронов, ведущие к частичной нейтрализации ионного пучка. Приводится алгоритм определения степени влияния этих процессов на диагностируемые параметры пучков. Представленные результаты численных расчетов, проведенных по разработанному алгоритму для ионного пучка Ar^{1+} , хорошо согласуются с экспериментальными данными, полученными на газовом стриппере линейного ускорителя UNILAC, GSI (Дармштадт, Германия).

Процесс возникновения электронов вследствие ионизации остаточного газа

Качественную оценку процесса ионизации можно получить при рассмотрении кулоновского взаимодействия между свободным электроном и налетающим ионом, которое

описывается силой кулоновского притяжения $F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_i e^2}{b^2}$, где e – заряд электрона, Z_i –

заряд иона, ϵ_0 – электрическая постоянная и b – прицельный параметр. Энергия, которую приобретает электрон вследствие такого взаимодействия, является функцией прицельного параметра [1]

$$\Delta E(b) = \frac{2m_e c^2}{\beta^2} \frac{Z_i^2 r_e^2}{b^2}, \quad (1)$$

где $r_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}$ – классический радиус электрона; m_e – его масса; β – релятивистский параметр.

Дифференциальное сечение $d\sigma$, определяемое соотношением $d\sigma = 2\pi b db$, с учетом формулы (1) примет вид

$$d\sigma = 2\pi r_e^2 \frac{m_e c^2}{\beta^2} \frac{dE}{E^2}. \quad (2)$$

Следует отметить, что для достаточно большого значения b (когда $E \rightarrow 0$), необходимо рассматривать минимальную и максимальную энергии взаимодействий. Максимальная энергия может быть получена из чисто кинематического описания взаимодействия, в то время как минимальная энергия требует детального анализа условий, при которых взаимодействие имеет место. Таким образом, формула (2) дает лишь качественное описание процесса и не может использоваться для определения точного сечения ионизации.

Для точного описания сечения ионизации следует учитывать, что оно зависит от молекул остаточного газа и скорости частиц, но не зависит от их заряда и массы. Тогда формула для сечения ионизации будет иметь вид [2]

$$\sigma = 4\pi \left(\frac{\hbar}{mc} \right)^2 (M^2 X_1 + CX_2), \quad (3)$$

где $X_1 = \frac{1}{\beta^2} \ln \left(\frac{\beta^2}{1-\beta^2} \right) - 1$, $X_2 = \frac{1}{\beta^2}$, постоянная $4\pi(\hbar/mc)^2 = 1,874 \cdot 10^{-24} \text{ м}^2$, а параметры M и C

являются характеристиками молекул остаточного газа. Величина M – так называемый полный дипольно-матричный элемент ионизации, измеренный в единицах \hbar^2/me^2 (боровский радиус). На рис. 1 приведены графики зависимости сечений ионизации от энергии, рассчитанные для различных молекул. Значения M и C берутся из [2].

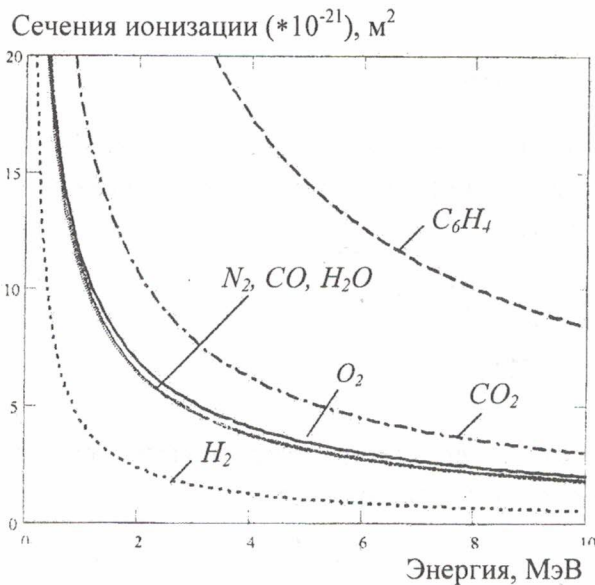


Рис. 1. Зависимость сечения ионизации от энергии.

Скорость образования электронов под воздействием ускоренных заряженных частиц или, другими словами, время ионизации τ_i определяется формулой

$$\tau_i = \frac{1}{\rho_i \sigma_i \beta c}, \quad (4)$$

где ρ_i – молекулярная плотность; σ_i – сечение ионизации молекулы; βc – скорость ионов. Молекулярная плотность связана с парциальным давлением p_i (Торр) соотношением $\rho_i = 3,3 \cdot 10^{22} p_i$.

Если остаточный газ состоит из нескольких молекул, то для описания времени ионизации можно использовать выражение

$$\frac{1}{\tau_s} = \sum_i \frac{1}{\tau_i}. \quad (5)$$

2. Процессы захвата и потери электронов

Ионы, пролетающие вблизи нейтрально заряженных атомов молекул остаточного газа, могут захватить n_e электронов в связанное состояние в процессе перезарядки, при этом как ион, так и атомы могут перейти в возбужденное состояние. В большинстве практических случаев наиболее вероятным является захват единичного электрона, при котором возможно одновременное излучение фотона (радиационный захват электрона). Энергия связи электрона в атомах газа является пренебрежимо малой величиной по сравнению с кинетической энергией ионов (0,1 - 500 МэВ/н). Экспериментальные сечения процессов захвата и потери сильно зависят от параметров иона, атомных номеров иона и атомов газа (Z_i и Z_a

соответственно) и кинетической энергии T_i . Основная доля полученных данных для высокозарядных тяжелых ионов была измерена при низкой энергии (от 10 кэВ/н до 10 МэВ/н). В работе [3] данные о сечениях захвата объединены в эмпирическую формулу Грехема

$$\sigma_c(q) \approx \frac{1.1 \cdot 10^{-8} Z_i^{0.5}}{Z_a^{1.8} \tilde{E}^{4.8}} (1 - \exp(-0.037 \tilde{E}^{3.2})) (1 - \exp(-2.44 \cdot 10^{-5} \tilde{E}^{2.6})), \quad (6)$$

где $\tilde{E} = \frac{T_i}{Z_a^{1.25} Z_i^{0.7}}$. Для ионов с энергией, превышающей 1 МэВ/н, эту формулу можно записать

в упрощенном виде:

$$\sigma_c = 1,1 \cdot 10^{-8} \frac{Z_i^{3.9} Z_a^{4.2}}{T_i^{4.8}}. \quad (6.1)$$

Для оценки сечений обдирки электронов в тяжелых ионах на мишенях с $Z_t < Z_i$, где Z_t – атомное число элемента остаточного газа, можно использовать формулу Дмитриева [4], уточняющую классическую формулу Бора благодаря введению энергии связи n -го электрона I_n :

$$\sigma_l(q) \approx 4\pi a_0^2 \left(Z_t^2 + Z_i \right) \left(\frac{\beta_i}{\alpha_s} \right)^{-2} \sum_{n=q}^{Z_i-1} \left(\frac{I_0}{I_n} \right), \quad (7)$$

где a_0 – радиус первой боровской орбиты; α_s – постоянная тонкой структуры; $I_0 = 13,6$ эВ.

Для легких ионов в случае применения тяжелых мишеней ($Z_i \leq Z_t^{1/3}$) для описания сечения потери электрона используется формула Бора [5]

$$\sigma_l(q) \approx \pi a_0^2 Z_t^{\frac{2}{3}} \left(\frac{\beta_i}{\alpha_s} \right)^{-2} \sum_{n=q}^{Z_i-1} \sqrt{\frac{I_n}{I_0}}. \quad (8)$$

Поскольку в состав остаточного газа вакуумной камеры входят различные молекулы, для расчета эффективного сечения перезарядки σ_{eff} используется формула

$$\sigma_{eff} = \sum_{k=1}^n \sigma_{tot,k} F_k, \quad (9)$$

где $\sigma_{tot,k}$ – суммарное сечение потери и захвата электрона в k -м газе; n – число различных компонентов остаточного газа; F_k – доля определенного компонента газа с зарядом Z_{tk} , входящего в остаточный газ.

3. Фактор нейтрализации ионных пучков

Поскольку ускоряемый пучок протонов ионизирует молекулы остаточного газа в вакуумной камере, происходит образование электронов и ионов. Положительно заряженные ионы вследствие электростатического эффекта в пучке расталкиваются, а электроны, образованные внутри пучка, захватываются и частично нейтрализуют заряд в сгустке. Процесс захвата происходит до тех пор, пока суммарный статический заряд электронов не станет равным суммарному заряду ускоряемых ионов. Тогда пучок будет полностью нейтрализован. Фактор нейтрализации η определяется соотношением

$$\eta = \frac{n_e}{n_p}, \quad (10)$$

где n_e – количество захваченных электронов; n_p – количество ускоряемых частиц в пучке. Этот фактор можно также определить через линейную плотность электронов вдоль тракта ускорения

$$\eta(s) = \frac{L}{n_p} \frac{dn_e}{ds},$$

где s – продольная координата; L – длина вакуумной камеры ускорителя; dn_e/ds – линейная плотность электронов. Тогда соотношение (10) можно переписать в виде

$$\eta = \frac{1}{L} \int_0^L \eta(s) ds.$$

4. Частичная нейтрализация ионных сгустков и ее влияние на диагностируемые параметры пучка

4.1. Алгоритм определения фактора нейтрализации

Для определения количества электронов n_e , образованных вследствие ионизации остаточного газа в вакуумной камере, можно использовать соотношение

$$n_e = N_i e^{-\frac{t}{\tau_s}}, \quad (11)$$

где N_i – число взаимодействующих ионов в сгустке; t – время пролета определенного промежутка Δx ; τ_s – время ионизации, описанное формулами (4) и (5), а время ионизации каждой молекулы остаточного газа вычисляется по формуле (3).

Число ионов, принимающих участие в образовании электронов, можно определить подобным выражением

$$N_i = N_0 e^{-\frac{t}{\tau_c}}, \quad (12)$$

где N_0 – общее число ионов в сгустке; τ_c – время взаимодействия ионов с молекулами остаточного газа, которое также определяется по формулам (4) и (5), но, в отличие от τ_s , вместо времени ионизации следует брать время эффективного взаимодействия, которое рассчитывается по формуле (9). В этом случае $\sigma_{tot} = \sigma_l + \sigma_c$, причем σ_l – сечение потери электрона, которое вычисляется по формуле (7) или (8), а σ_c определяется из выражения для сечения захвата (6).

Тогда окончательное выражение для нахождения числа образованных в процессе ионизации электронов с учетом соотношений (11) и (12) примет вид

$$n_e = N_0 e^{-\frac{t}{\tau_c} - \frac{t}{\tau_s}}. \quad (13)$$

Теперь найдем число электронов, которые захватываются ионным сгустком пучка, т. е. определим область захвата электронов сгустком с числом ионов N_0 с учетом напряженности электрического поля этого сгустка.

Аналитические выражения для определения параметров электрического поля сгустков различной конфигурации были представлены в работе [6]. Рассматривая параметры движения электрона в поле ионных сгустков [7], можно определить максимальные значения координат x_{max} , y_{max} , z_{max} в сгустке, где происходит захват.

Опишем число электронов, захваченных сгустком в элементарном объеме соотношением

$$dn_{ce} = \rho(x, x', y, y', z) dx dy dz, \tag{14}$$

где x' , y' – поперечные угловые отклонения пучка; $\rho(x, x', y, y', z)$ – объемная плотность распределения образованных электронов, которую можно выразить через плотности в соответствующих плоскостях по поперечным x -, y - и продольной z -координате с учетом эмиттанса и параметров Твисса пучка [8] следующим образом:

$$\rho(x, x', y, y', z) = N_e \rho_x(x, x') \rho_y(y, y') \rho_z(z),$$

$$\rho_x(x, x') = \frac{\beta_x}{2\pi\sigma_x^2} \exp\left\{-\frac{x^2 + (\beta_x x' + \alpha_x x)^2}{2\sigma_x^2}\right\}, \quad \rho_y(y, y') = \frac{\beta_y}{2\pi\sigma_y^2} \exp\left\{-\frac{y^2 + (\beta_y y' + \alpha_y y)^2}{2\sigma_y^2}\right\},$$

$$\rho_z(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_z} \exp\left\{-\frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right\},$$

где $\sigma_x = \sqrt{\varepsilon_x \beta_x}$, $\sigma_y = \sqrt{\varepsilon_y \beta_y}$, $\sigma_z = \frac{\Delta p}{p} \xi \cdot s$; ε_x , ε_y – значение эмиттанса в двух поперечных направлениях; β_x , β_y , α_x , α_y – параметры Твисса; $\Delta p/p$ – импульсный разброс пучка, определяющий его продольный эмиттанс; s – продольная длина сгустка; ξ – коэффициент уплотнения орбит, определяемый параметрами ускорителя.

После интегрирования выражения (14), получим соотношение для определения числа электронов, захваченных ионным сгустком

$$n_{ce} = \int_0^{x_{max}} \int_0^{x'_{max}} \int_0^{y_{max}} \int_0^{y'_{max}} \int_0^{z_{max}} \rho_x(x, x') \rho_y(y, y') \rho_z(z) dx dx' dy dy' dz, \tag{15}$$

где угловые отклонения x'_{max} , y'_{max} соответствуют максимальным значениям x_{max} , y_{max} координат в сгустке, при которых еще идет захват.

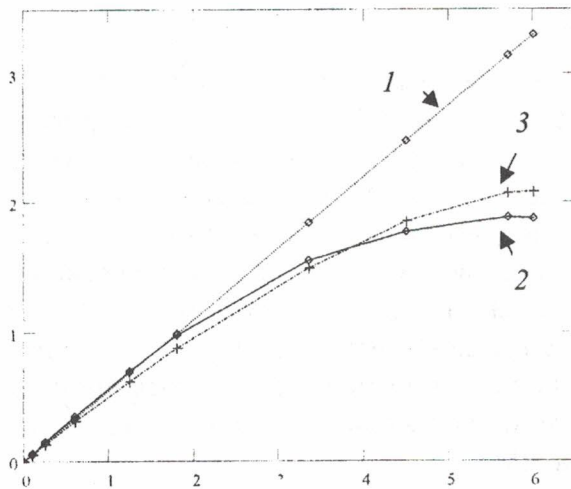
Далее находим число захваченных электронов n_{ce} и, подставив соответствующие значения в формулу (10), определяем фактор нейтрализации

$$\eta = \frac{n_{ce}}{N_0}. \tag{16}$$

4.2. Результаты расчетов по оценке частичной нейтрализации

Описанный выше алгоритм был применен для оценки явления нейтрализации пучка на газовом стриппере линейного ускорителя UNILAC, GSI [7]. Стриппер имеет толщину $\Delta x = 10$ мм и типичный атомарный состав остаточного газа (21 % - O, 78 % - N и порядка 1 % - различных тяжелых элементов). Измерения проводились с ионным пучком Ar^+ максимальной интенсивности, что соответствует току макропучка 6 мА с периодом высокочастотного ускорения $T_{rf} = 27,7$ нс. Стриппер работал практически при атмосферном давлении и, следовательно, образовывалось достаточное количество электронов, которые захватывались сгустками пучка и вносили заметный вклад в его нейтрализацию. При различных значениях интенсивности пучка измерялось напряжение на pick-up электродах.

Напряжение, В



Ток, mA

Рис. 2. Эффект нейтрализации пучка Ar^{1+} электронами остаточного газа: 1 – теоретическая линейная зависимость без учета нейтрализации; 2 – экспериментальная зависимость, построенная на основе измерений, проведенных на газовом стриппере UNILAC, GSI (Дармштадт, Германия); 3 – теоретическая кривая с учетом нейтрализации.

В таблице для сгустков с различным током приведены рассчитанные по вышеописанной методике значения общего числа ионов в сгустке N_0 , числа захваченных сгустком электронов N_{in} и фактора нейтрализации η_n .

Параметры пучка и фактор нейтрализации

I, mA	0,1	0,25	0,6	1,25	1,8	3,35	4,5	5,7	6
N_0	$0,17 \cdot 10^8$	$0,43 \cdot 10^8$	$1,02 \cdot 10^8$	$2,13 \cdot 10^8$	$3,1 \cdot 10^8$	$5,7 \cdot 10^8$	$7,7 \cdot 10^8$	$9,7 \cdot 10^8$	$10,2 \cdot 10^8$
N_{in}	$2,1 \cdot 10^5$	$0,62 \cdot 10^6$	$1,6 \cdot 10^6$	$6,2 \cdot 10^6$	$1,77 \cdot 10^7$	$0,6 \cdot 10^8$	$1,3 \cdot 10^8$	$2,27 \cdot 10^8$	$2,53 \cdot 10^8$
η_n	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$1,6 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-2}$	$0,6 \cdot 10^{-1}$	0,1	0,2	0,24	0,25

Очевидно, что регистрируемое прибором число ионов в сгустке определяется соотношением

$$N_{res} = N_0 - N_{in}. \quad (18)$$

Для определения соответствующего этому числу ионов тока сгустка, подставляем рассчитанные по формуле (18) значения числа ионов в формулу (17), которая примет вид

$$I_{res} = Z_i e N_{res} / T_{rf}.$$

Поскольку, как видно из таблицы, при малых значениях тока фактор нейтрализации очень мал, а, значит, процесс частичной нейтрализации не оказывает существенного влияния на показания прибора, зависимость напряжения от тока в этом случае близка к линейной. Тогда линейный коэффициент k , входящий в соотношение для напряжения $U = kI$, можно определить, как угол наклона прямой 1, изображенной на рис. 2. График рассчитанной таким образом зависимости напряжения от тока, предварительно сглаженный сплайнами, изображен кривой 3 (см. рис. 2). Как видно из рисунка, расчетная кривая близка к прямой 1,

Результаты измерений представлены на рис. 2 (прямая 1). Эта линия описывает экспериментальную зависимость напряжения от тока. Как видно из рисунка, эта зависимость отличается от линейной (кривая 2), которая должна была бы описывать напряжение, если бы не было явления частичной нейтрализации пучка электронами, образующимися в процессе ионизации остаточного газа.

Число ионов в одном сгустке определялось из известной формулы для тока сгустка

$$I_c = Z_i e N_0 / T_{rf}, \quad (17)$$

где I_c – ток сгустка. Число ионов N_{in} , нейтрализуемое образовавшимися электронами и равное числу электронов, захваченных сгустком, рассчитывалось по формуле (15). При этом ионные сгустки описывались эллипсоидальной конфигурацией (эллипсоидами вращения с полуосями 50 и 10 мм), а значения ускорительных параметров были следующие [7]: $\xi = 0,01 - 0,2$, $\beta_{xy} = 10 - 20$ м, $\alpha = 0$.

полученной на основе показаний приборов, что свидетельствует о корректности представленного алгоритма.

Заклучение

Получение корректной информации об ускоряемом пучке предполагает учет таких процессов, как эффект пространственного заряда, захват свободных электронов, образующихся вследствие ионизации остаточного газа, частичная нейтрализация ускоряемого пучка, вызванная этим электронным захватом. Рожденные вследствие ионизации и обдирки электроны захватываются во внутренний объем пучка и далее следуют с ним, что приводит к снижению напряженности электрического поля, а это в свою очередь ведет к понижению сигнала на пластинах детектирующего устройства и недостоверности значений регистрируемой интенсивности. Таким образом, искажение детектируемых параметров приводит к получению неточных данных по интенсивности и временной структуре ионного пучка, его поперечному и продольному эмиттансам, искажению пучкового профиля, возникновению дополнительных когерентных колебаний.

Следовательно, чтобы избежать снижения устойчивости пучка, искажения бетатронных частот и несогласования его траектории с элементами каналов транспортировки, а значит, и снижения эффективности работы всей ускорительной системы, необходимо провести теоретическую оценку влияния вышеупомянутых процессов.

Представленный в данной работе алгоритм расчета степени частичной нейтрализации позволяет расчетным путем, без проведения многократных измерений по сбору статистической информации, как это было ранее, давать достоверную оценку ожидаемым искажениям экспериментальных данных, возникающим вследствие ионизации остаточного газа и электронного захвата. Данная методика может использоваться при обработке диагностируемой измерительной информации на профильных мониторах, пучковых трансформерах и объемных pick-up электродах по измерению интенсивности, временной структуры и профиля ускоряемых пучков в системе диагностики и контроля ВЧ-ускорителей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Lapique F., Piuz F.* Simulation of the measurement by primary cluster counting of the energy lost by a relativistic ionizing particle in Argon // *Nuclear Instruments and Methods*. – 1980. – Vol. 175 - P. 297 - 318.
2. *Miyahara Y. et al.* Dynamical analysis on the longitudinal motion of trapped ions in the electron storage ring // *Nuclear Instruments and Methods A*. – 1988. – Vol. 270. - P. 217.
3. *Graham W.* Charge-transfer cross-section for multiply charged ions colliding with gaseous target at energies from 310 keV/u to 8.5 MeV/u // *Physical Review A*. – 1983. – Vol. 27. - P. 3372.
4. *Дмитриев И., Николаев В. и др.* // *Журнал Технической Физики*. – 1962. – Vol. 15. - С. 11.
5. *Bohr N.* // *Mat.-Fys. Meth.* – 1948. – Vol. 18. – No. 8.
6. *Долинская М., Дорошко Н., Зайченко А.* Математическое описание электрических полей сгустков пучков ВЧ-ускорителей // *Збірник наукових праць Інституту ядерних досліджень*. – 2002. - № 2(8). – С. 75 - 84.
7. *Dolinska M., Strehl P.* The electric fields of bunches. – GSI Internal Report. - March 2000. – 50 p.
8. *Брук Г.* Циклические ускорители заряженных частиц. – М.: Атомиздат. - 1970.

ВПЛИВ ЧАСТКОВОЇ НЕЙТРАЛІЗАЦІЇ ПРОСТОРОВОГО ЗАРЯДУ ЗГУСТКІВ НА ПАРАМЕТРИ ІОННИХ ПУЧКІВ, ЩО ДІАГНОСТУЮТЬСЯ

М. Е. Долінська, Н. Л. Дорошко

Проведено теоретичний та чисельний аналіз ефекту часткової нейтралізації пучків, унаслідок захвату іонними згустками вільних електронів, що утворюються в процесі іонізації багатокомпонентного залишкового газу вакуумної камери. Показано, що експериментальні дані та результати теоретичних розрахунків для іонного пучка Ag^{1+} при типових для ВЧ-прискорювачів параметрах добре узгоджені.

**INFLUENCE OF PARTIAL NEUTRALIZATION OF BUNCH SPACE CHARGE ON
DIAGNOSED PARAMETERS OF ION BEAMS****M. E. Dolinska, N. L. Doroshko**

The theoretical and numerical analysis of the effect of partial neutralization of beams, as a result of ion bunches capture free electrons, which are formed during the ionization of multicomponent residual gas of the vacuum chamber are performed. Experimental and calculating results for ion beam Ar^{1+} at parameters typical for HF-accelerators are well coordinated.

Поступила в редакцию 22.11.02,
после доработки – 09.01.03.