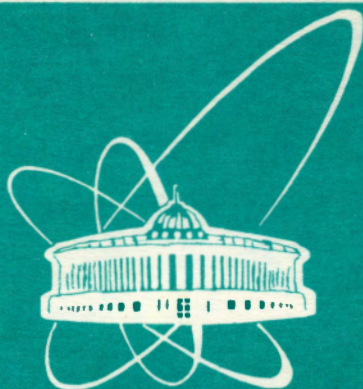


93-431



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P9-93-431

А.С.Артемов, А.А.Авидзба

ПРЕДЕЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ
ДИАГНОСТИКИ ПУЧКА ИОНОВ
ПО ФОТОЭЛЕКТРОНАМ С ПАРАМЕТРОМ
УГЛОВОЙ АСИММЕТРИИ $\beta_0 = -1$

1993

Введение

В настоящее время предложены и разрабатываются различные методы диагностики пучка ионов, где в качестве носителей информации о его параметрах используются вторичные частицы, рождающиеся на зондирующей пучок внутренней мишени. Среди них большой интерес представляют методы, в которых необходимая информация непосредственно или через промежуточные частицы передается электронам, что позволяет разрабатывать компактные диагностические устройства для пучков высоких энергий (см., например, [1-9]). Предельные возможности такой диагностики определяются характерным временем элементарных актов рождения электронов и возникающими при этом распределениями вероятности электронов в пространстве поперечных (P_x, P_y) и продольных (P_z , или энергии E_e) импульсов лабораторной системы отсчета ("собственными" распределениями электронов). Ранее было показано [7-9], что достаточно высокая точность считывания шестимерного фазового портрета пучка электронами может быть реализована в случае их рождения с параметром угловой асимметрии (см. ниже) $\beta_0 = 2$ в результате избирательной околопороговой фотоионизации s -квантовых состояний ионов или промежуточных частиц (например, H^-, Ag^-, Cu^-, Au^- - ионы или $H(2s)$ -атомы) на оптимально поляризованной фотонной мишени.

В данной работе теоретически изучены "собственные" распределения электронов, рождающихся с параметром угловой асимметрии $\beta_0 = -1$ в результате однофотонной ионизации ряда ионов (например, O^-, Li^-, Na^- [10]) на зондирующей пучок фотонной мишени различной поляризации, а также определены предельные возможности диагностики по этим фотоэлектронам.

Метод и результаты расчета "собственных" распределений

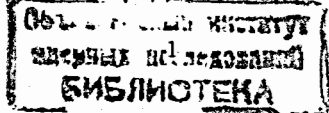
В основу расчета "собственных" распределений положено угловое распределение $d\sigma/d\Omega$ фотоэлектронов в системе покоя ионизуемой частицы, теоретически полученное для однофотонной ионизации линейно поляризованным излучением в работе [11] и подтвержденное экспериментально, например, для ионов H^-, O^- и C^- низких энергий ($E_i = 700$ эВ) в работе [12]:

$$d\sigma/d\Omega = \frac{\sigma_{tot}}{4\pi} \cdot [1 + \beta_0 \cdot P_2(\cos\theta)], \quad (1)$$

где $P_2(\cos\theta) = 0.5(3\cos^2\theta - 1)$; σ_{tot} - сечение фотоионизации; θ - угол между направлением вылета электрона и вектором поляризации фотона; β_0 - параметр угловой асимметрии, зависящий от начального и конечного квантовых состояний электропа, энергии поглощаемого фотона и матричного элемента перехода при фотоионизации ($-1 \leq \beta_0 \leq 2$). Для фотоэлектронов с $\beta_0 = -1$ получаем простую зависимость $d\sigma/d\Omega \sim \sin^2\theta$.

Кинематически однофотонную ионизацию можно рассматривать как двухчастичный (электрон, остов) развал квазичастицы, возникающей при поглощении фотона ионизуемой частицей. При околопороговой фотоионизации энергия фотона достаточно мала и можно полагать, что центры инерции квазичастицы и ионизуемой частицы совпадают. В этом случае величина импульса инжектируемого фотоэлектрона в системе покоя последней будет равна

$$P_0 = \sqrt{2\mu_{eo}(\hbar\omega - \epsilon_p)}, \quad (2)$$



где ϵ_n - порог фотоионизации; $\mu_{e0} = m_e M_0 / (m_e + M_0)$; $\hbar\omega = \hbar\omega_0 \gamma (1 - \beta \cdot \cos\eta)$; $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ и β - релятивистские параметры ионизируемой частицы; ω_0 - частота фотона в лабораторной системе отсчета; η - угол пересечения потоков фотонов и ионизируемых частиц; m_e и M_0 - массы покоя электрона и остова. С помощью релятивистских преобразований получаем следующие выражения для компонент импульса инжектируемого фотоэлектрона (P_x, P_y, P_z) и его кинетической энергии (E_k) в лабораторной системе отсчета:

$$E_k = (\gamma - 1)m_e c^2 + \gamma\beta C P_0 [(\sin\theta \cdot \cos\varphi \cdot \sin\alpha + \cos\theta \cdot \cos\alpha)\sin\eta - \sin\theta \cdot \sin\varphi \cdot \cos\eta],$$

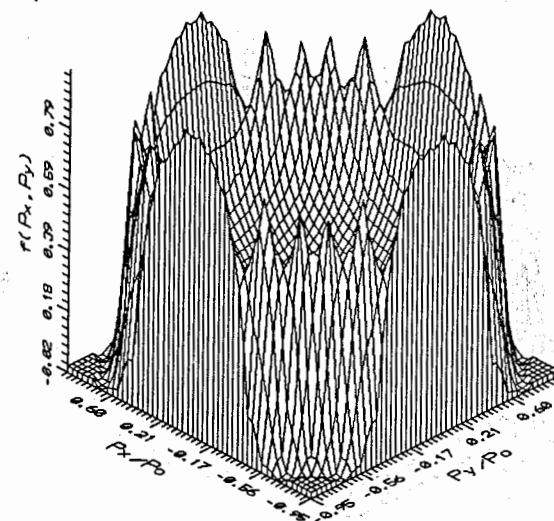
$$P_x = P_0(\cos\theta \cdot \sin\alpha - \sin\theta \cdot \cos\varphi \cdot \cos\alpha), \quad (3)$$

$$P_y = P_0[\sin\theta \cdot \sin\varphi \cdot \sin\eta + (\sin\theta \cdot \cos\varphi \cdot \sin\alpha + \cos\theta \cdot \cos\alpha)\cos\eta],$$

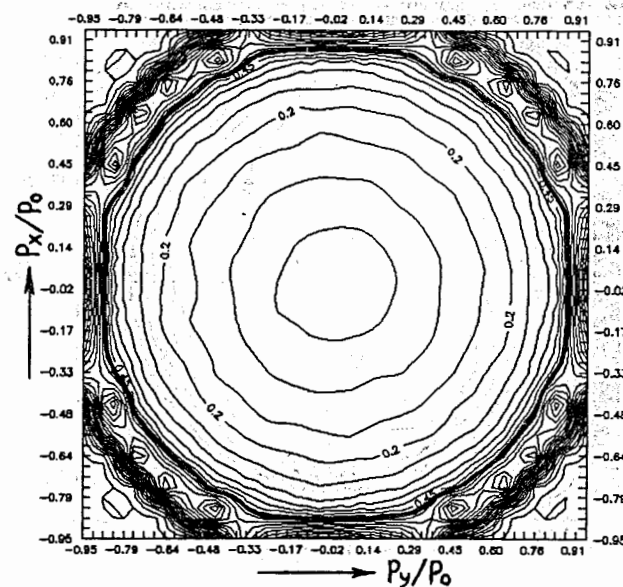
$$P_z = \gamma\beta m_e c + \gamma P_0 [(\sin\theta \cdot \cos\varphi \cdot \sin\alpha + \cos\theta \cdot \cos\alpha)\sin\eta - \sin\theta \cdot \sin\varphi \cdot \cos\eta],$$

где P_z - компонента импульса электрона в направлении движения ионизируемой частицы; P_x направлена перпендикулярно, а P_y лежит в плоскости взаимодействия частицы с фотоном; φ - азимутальный угол вылета электрона относительно вектора поляризации фотона; α - угол между плоскостью поляризации фотона и плоскостью его взаимодействия с ионизируемой частицей.

"Собственные" распределения фотоэлектронов в пространстве поперечных импульсов $f(P_x, P_y)$ и энергии $f(E_k)$ были получены с помощью (3) в результате численного моделирования и генерации значений θ, φ и α в соответствии с функциональными зависимостями: для φ - равномерное распределение в пределах $(0, 2\pi)$, θ - по закону $\sin^2\theta$ в пределах $(0, \pi)$, для неполяризованного излучения использовалось равномерное распределение α в пределах $(0, \pi)$. Количество ячеек дискретных разбиений $(P_x/P_0, P_y/P_0)$ - пространства и энергии в безразмерных единицах $XS = [E_k - (\gamma - 1)m_e c^2] / (0.1\gamma\beta C P_0)$ составляло 20×20 и 20 соответственно. При этом общее количество анализируемых фотоэлектронов выбиралось таким (обычно $5 \cdot 10^5$), чтобы статистический разброс числа электронов в ячейке уровня 0.1 от максимального не превышал $\sim 10\%$. Полученные трехмерные представления $f(P_x, P_y)$ - распределений (а) и их топограммы (б) для некоторых вариантов α и η представлены на рис.1-8. В отличие от случая $\beta_0=2$ [13] здесь не наблюдается столь заметная зависимость распределений от значений α и η , а подбором этих параметров не удается получить распределения с ярко выраженными максимумами и малыми ширинами их проекций на P_x/P_0 - или P_y/P_0 - координаты. Аналогичный вывод может быть сделан и для случая $f(XS)$ - распределений. На рис.9 для примера представлены полученные "собственные" распределения фотоэлектронов по энергии для $\eta = \pi/4, 3\pi/4$ (а), $\eta = \pi/2$ (б) и различного пространственного положения плоскости поляризации излучения.

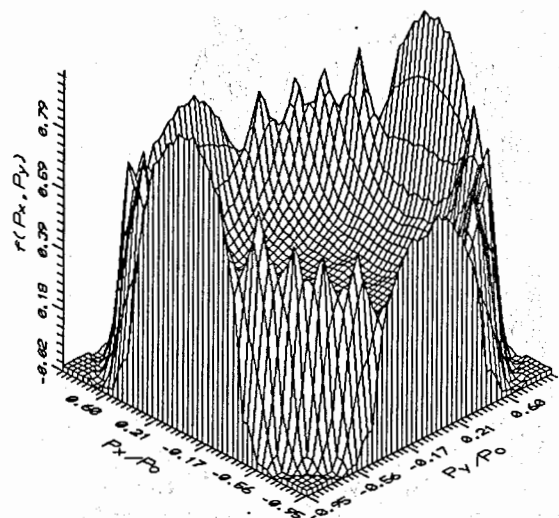


(а)

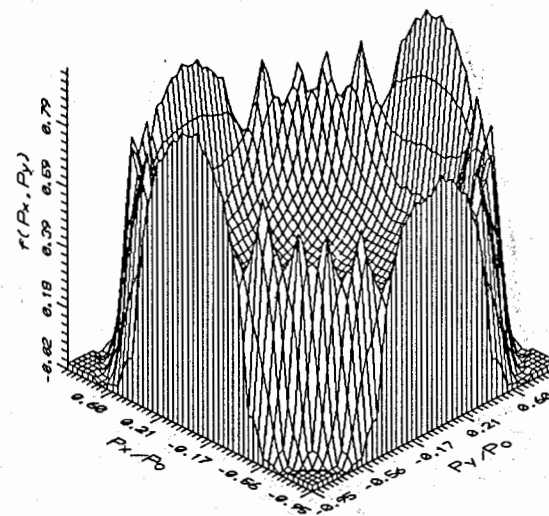


(б)

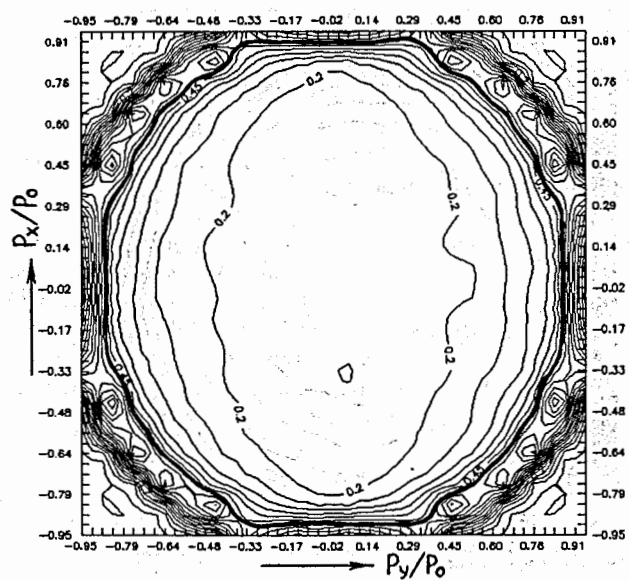
Рис.1. Трехмерное представление "собственного" $f(P_x, P_y)$ - распределения фотоэлектронов (а) и его топограмма (б) при $\alpha = 0$, $\eta = \pi/2$.



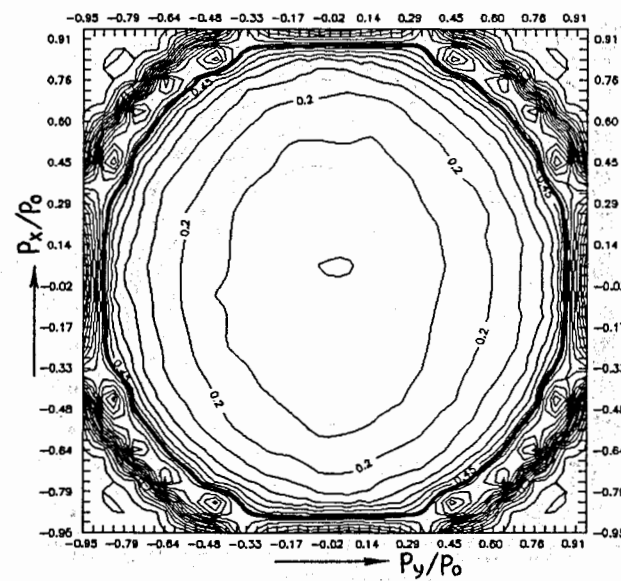
(a)



(a)



(б)

Рис.2. $\alpha = \pi/4$ ($3\pi/4$), $\eta = \pi/2$ 

(б)

Рис.3. $\eta = \pi/2$, неполяризованное излучение

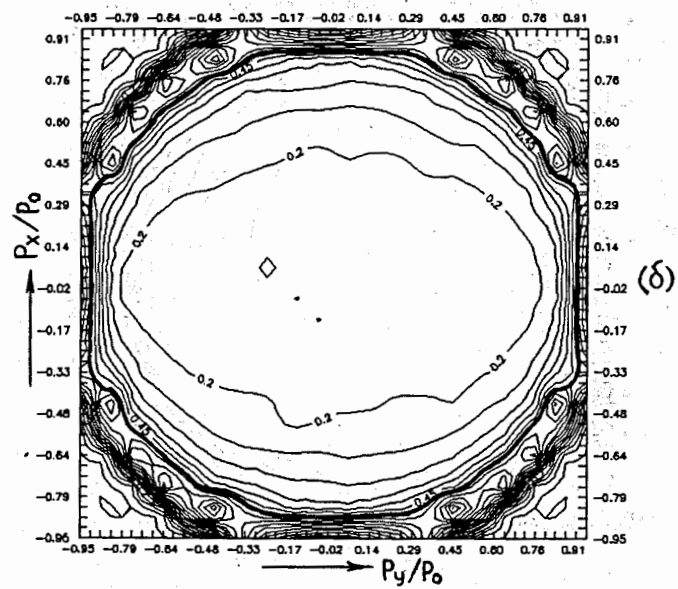
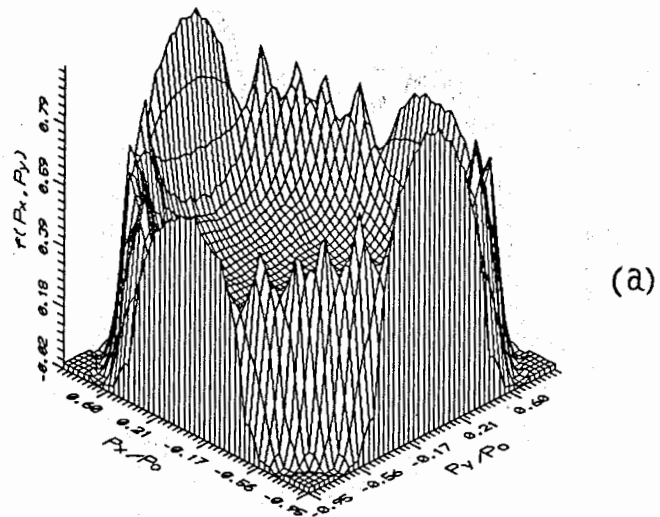


Рис.4. $\alpha = 0, \eta = \pi/4$

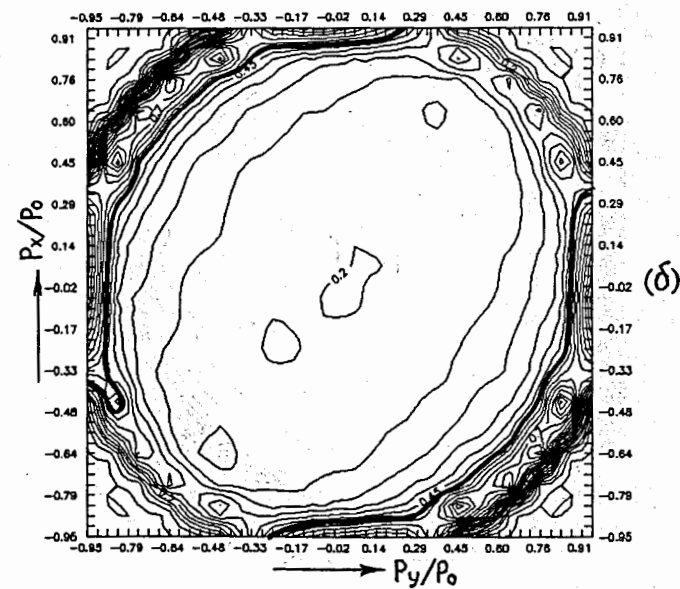
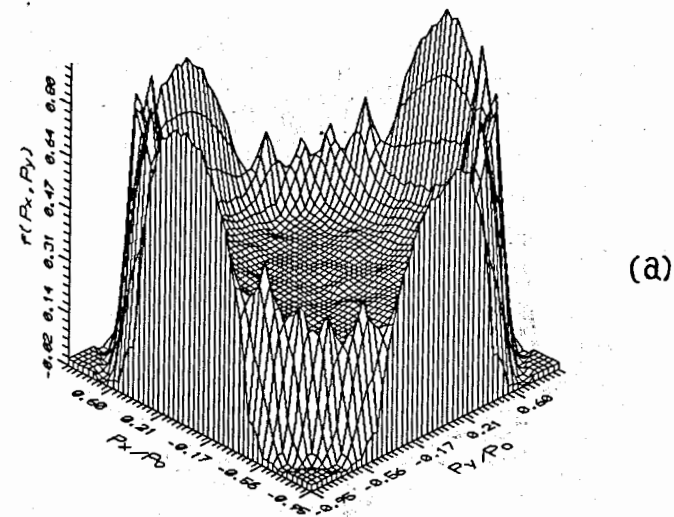


Рис.5. $\alpha = \pi/4, \eta = \pi/4$

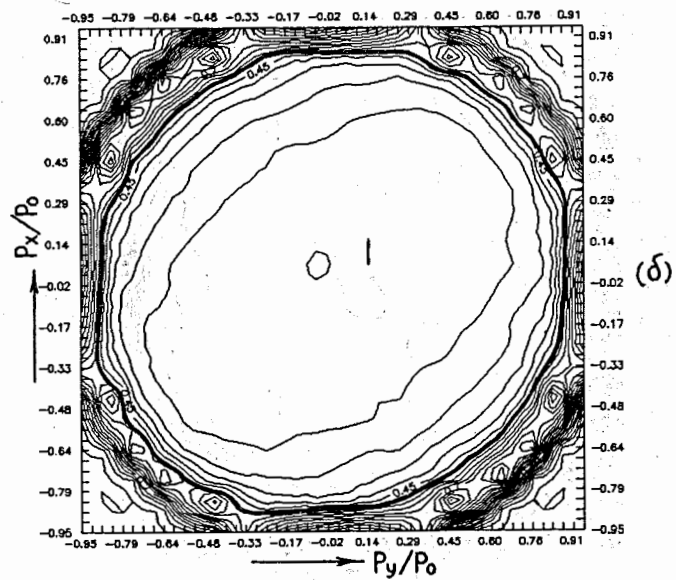
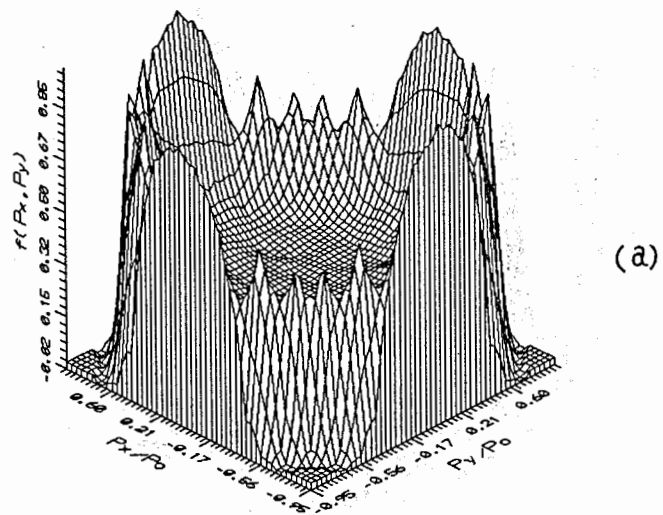


Рис.6. $\eta = \pi/4$, неполяризованное излучение

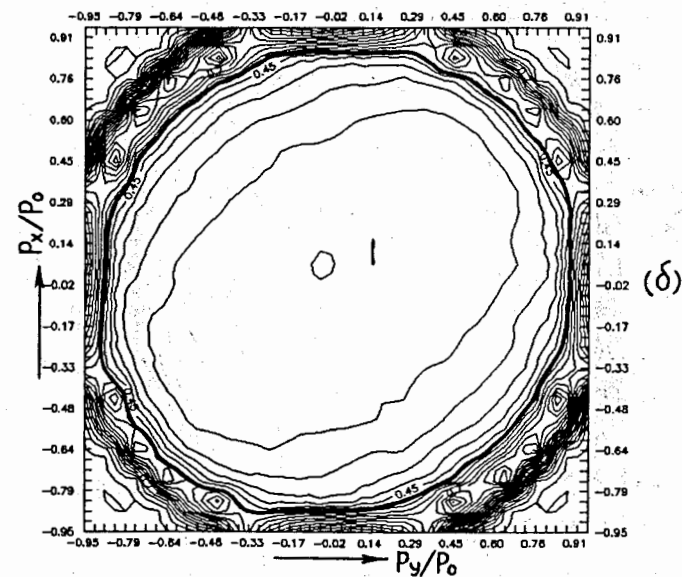
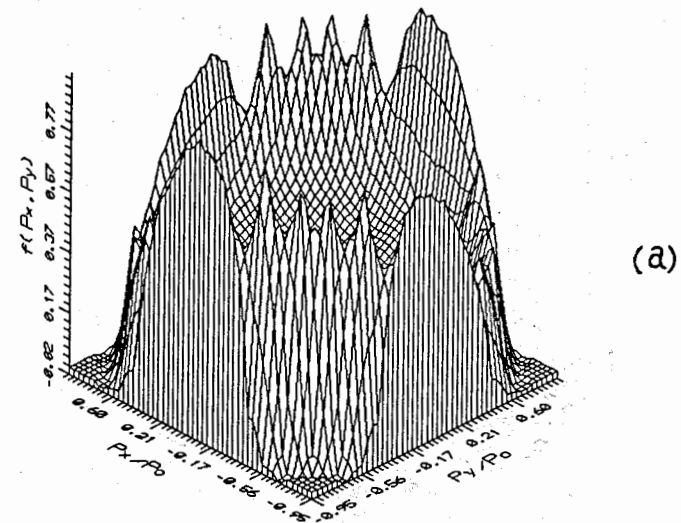
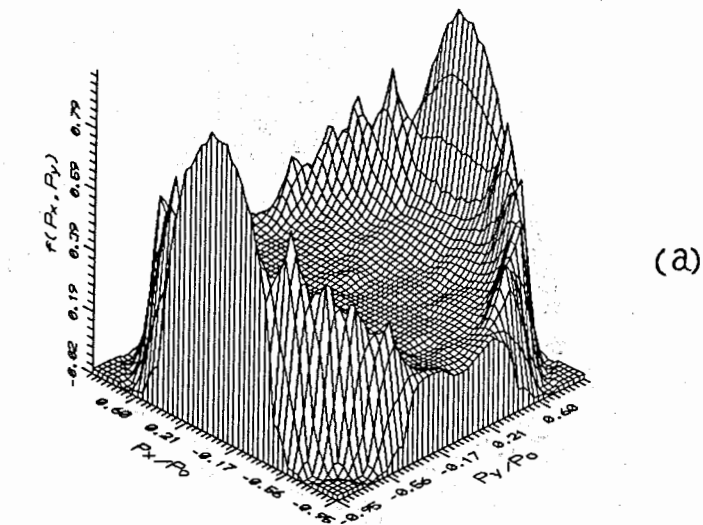
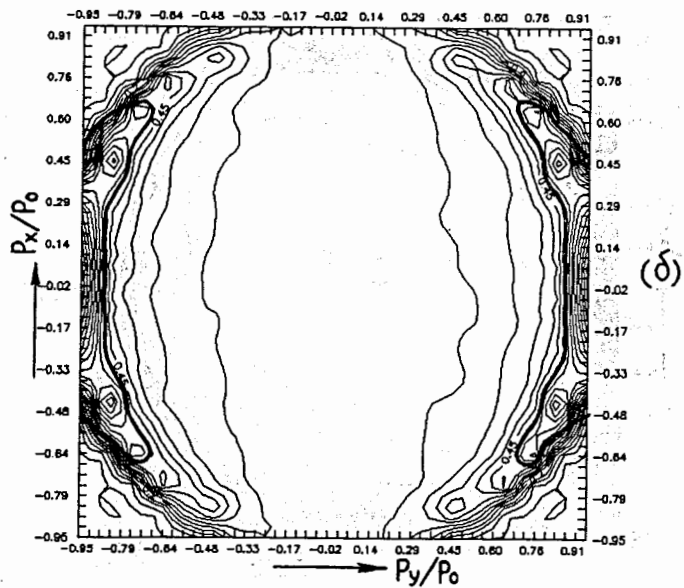


Рис.7. $\alpha = \pi/4$, $\eta = 3\pi/4$ или $\alpha = 3\pi/4$, $\eta = \pi/4$

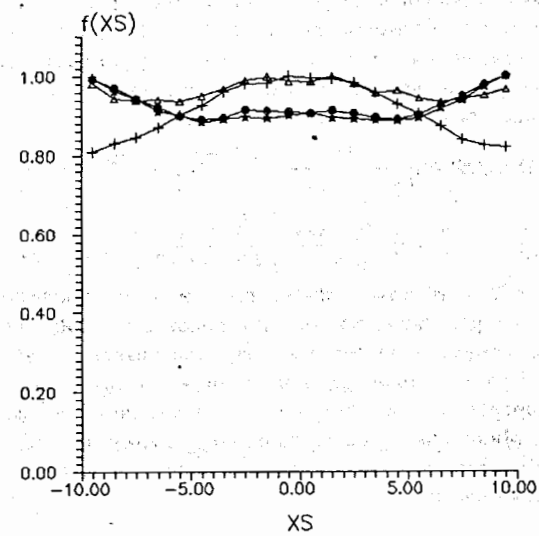


(a)

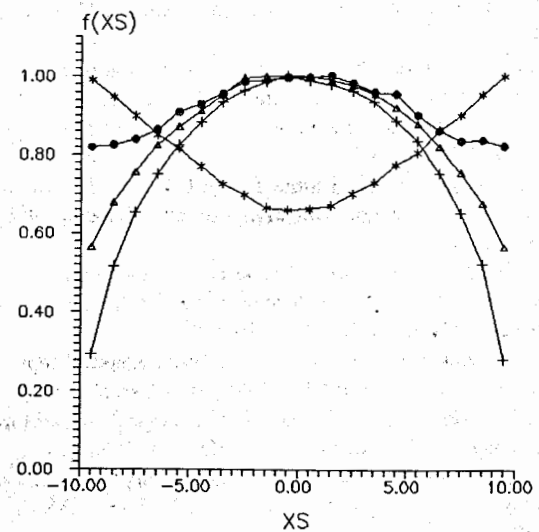


(б)

Рис.8. $\alpha = \pi/2$, произвольное η



(a)



(б)

Рис.9. "Собственное" распределение фотоэлектронов по энергии при $\eta = \pi/4, 3\pi/4$ (а) и $\eta = \pi/2$ (б):
 • - $\alpha = \pi/4$, + - $\alpha = 0$, Δ - неполяризованное излучение,
 * - $\alpha = \pi/2$, \star - $\alpha = \pi/4$ ($\eta = 3\pi/4$)

Закключение

Из анализа полученных "собственных" распределений следует, что предельные возможности диагностики пучка ионов по фотоэлектронам с параметром угловой асимметрии $\beta_0 = -1$ определяются в основном кинематикой элементарного акта их рождения (величиной P_0). При этом, например, точность, с которой фотоэлектроны повторяют энергию (в относительных единицах) и направление импульса ионизируемой частицы в лабораторной системе отсчета определяется величинами

$$\Delta E_e/E_e \approx \frac{2\beta\gamma}{(\gamma-1)m_e c} \cdot \sqrt{2\mu_{e0}(\hbar\omega - \epsilon_n)},$$
$$\Delta\theta_e[\text{рад}] \approx 2 \cdot \frac{\sqrt{2\mu_{e0}(\hbar\omega - \epsilon_n)}}{\gamma\beta m_e c}, \quad (4)$$

где $E_e = m_e E_u/M_u$, E_u и M_u - кинетическая энергия и масса покоя ионизируемой частицы. Как видно из рис.1-9, выбор оптимально поляризованной фотонной мишени (при том же значении P_0) не дает заметного эффекта и лишь незначительно (например в ~ 1.2 раза по энергии и ~ 1.4 раза по проекции направления импульса) улучшает точность повторения фазового портрета пучка электронами и предельные возможности соответствующей диагностики. Минимальная величина $\hbar\omega - \epsilon_n$ в выражениях (4) выбирается из условия одинакового сечения фотоионизации для всех ионов или промежуточных частиц в потоке на зондирующей мишени.

Литература

1. Kaminsky A.K., Meshcherov R.A., Popova M.I., Sazhin V.D. Nucl.Instr.Meth., 1981, 180, p.231.
2. Тронь А.М., Фещенко А.В. Труды седьмого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1981, т.2, с.125.
3. Тронь А.М. Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Техн. физич. экспер., 1984, вып.2(19), с.48.
4. Ковалов Р.Л., Маргарян Ю.Л., Папаян Г.А., Чубарян Г.Г. Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Общая и ядерная физика, 1988, вып.3(43), с.43.
5. Комиссаров П.Ю., Михайлов В.Г., Резвов В.А., Склярченко В.И., Юдин Л.И. Труды одиннадцатого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1989, т.1, с.87.
6. Артемов А.С. Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерно-физические исследования (теория и эксперимент), 1991, вып.3, с.23.
7. Artiomov A.S., Vaganov N.G., Gevorkov A.K., Limar V.V., Sidorov V.P. IEEE Particle Accel. Conf., San Francisco, 1991, p.1573.
8. Artiomov A.S. JINR Communications, No. E9-92-501, Dubna, 1992.
9. Artiomov A.S., Avidzba A.A., Vartazarian A.S. Nucl.Instr.Meth., 1993, A328, p.408.
10. Мессис Г. Отрицательные ионы (пер. с англ.), М.: Мир, 1979, 754 с.
11. Cooper J., Zare R.N. J.Chem.Phys., 1968, 48, p.942.
12. Hall J.L., Siegel M.W. ibid., p.943.
13. Артемов А.С., Авидзба А.А. Препринт СФТИ 90-17, Сухуми, 1990.

Рукопись поступила в издательский отдел
1 декабря 1993 года.

Артемов А.С., Авидзба А.А.

P9-93-431

Предельные возможности диагностики пучка ионов
по фотоэлектронам с параметром угловой асимметрии $\beta_0 = -1$

Для фотоэлектронов, рождающихся с параметром угловой асимметрии $\beta_0 = -1$, численным моделированием получены соответствующие «собственные» распределения в пространствах поперечных импульсов и энергии лабораторной системы отсчета. Рассмотрены предельные возможности диагностики пучка, когда информация о его параметрах передается потоку этих фотоэлектронов в результате однофотонной ионизации непосредственно ионов в пучке или промежуточных частиц, выводящих информацию о пучке за его пределы. При этом характерно относительно слабое влияние поляризации зондирующей фотонной мишени на точность повторения фазового портрета пучка фотоэлектронами.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1993

Перевод авторов

Artiomov A.S., Avidzba A.A.

P9-93-431

The Potentialities of Ion Beam Diagnostics by Photoelectrons
with an Angular Asymmetry Parameter $\beta_0 = -1$

For the photoelectrons, produced with an angular asymmetry parameter $\beta_0 = -1$, by numerical simulation the corresponding «own» distributions in the space of transverse momenta and energy of the laboratory frame, are obtained. The potentialities of beam diagnostics are considered for the case when information about its parameters is passed to a flux of these electrons as the result of single-photon ionization of ions in a beam or intermediate particles, taking out beam information outside. Alongside to this, relatively small polarization influence of probing photon target on the repetition accuracy of phasespace portrait of the beam by photoelectrons, is taking place.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1993