



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

96-146

P9-96-146

А.С.Артемов, А.А.Авидзба, А.С.Вартазарян

ВЛИЯНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ И МОЩНОСТИ  
ФОТОННОЙ МИШЕНИ НА ОКОЛОПороГОВЫЙ  
РАЗВАЛ БЫСТРЫХ ИОНОВ  $H^-$

Направлено в «Журнал технической физики»

1996

## Введение

В настоящее время пучки отрицательных ионов водорода широко используются для решения ряда прикладных задач с использованием ускорителей (см., например, [1-6]). При этом особенность атомной структуры ионов  $H^-$  позволяет эффективно использовать перезарядный метод управления потоками быстрых частиц [7] в сочетании с оперативной невозмущающей диагностикой пучка [8-10]. В наибольшей степени преимущество диагностики потоков отрицательных ионов проявляется при использовании фотонных мишеней, когда информация о пучке передается быстрым электронам в результате обдирки части ионов вблизи однофотонного порога [11]. Предельные возможности такой диагностики определяются распределениями электронов в пространстве скоростей относительно вектора скорости иона. Прецизионные внутренние мишени фотонов для зондирования пучка формируются с помощью лазерного излучения. В отличие от однофотонного механизма, положенного в основу диагностики, при фотообдирке отрицательных ионов в лазерных полях могут проявляться эффекты динамического сдвига порога, корреляционного взаимодействия электронов и многофотонной обдирки [12-18]. Увеличение порога связано со штарковским сдвигом основного состояния электрона и границы непрерывного спектра. В работе [19] отмечается, что учет корреляционных эффектов при разрушении иона  $H^-$  приводит лишь к малым поправкам к дисперсионной зависимости вероятности фотоотрыва электрона. Известные результаты по двухфотонной обдирке  $H^-$  получены для области энергий фотонов  $\omega$  в системе покоя иона ниже однофотонного порога  $\epsilon_1$  и существенно зависят не только от поляризации фотонов, но и от выбранной теоретической модели [18]. Поэтому при изучении влияния поляри-

зации и мощности фотонной мишени на околопороговый развал ионов  $H^-$  ( $0 < \omega - \varepsilon_i \ll \varepsilon_i$ ) важно рассматривать однофотонный и двухфотонный каналы в рамках единого подхода. В связи с тем, что статическая и динамическая поляризуемости атомного остова  $H^-$  малы по величине, а их значения для иона слабо чувствительны к конкретному виду потенциала взаимодействия электрона с атомом [18], данные исследования проводились в рамках аналитически решаемой одноэлектронной модели потенциала нулевого радиуса ( $\delta$ - потенциал [20]). Для удобства в расчетах используется атомная система единиц  $e = \hbar = M_e = 1$ .

### 1. Эффекты пространственной ориентации импульса и поляризации излучения при однофотонной обдирке быстрых ионов $H^-$

Волновая функция единственного связанного  $s$ - состояния в потенциале нулевого радиуса представляется в виде

$$\Psi_0 = \sqrt{\frac{\zeta}{2\pi}} \cdot \frac{1}{r} \exp(-\zeta r), \quad (1)$$

где  $\varepsilon_i = \zeta^2/2$  - энергия связи. При этом учет взаимодействия с  $\delta$ - потенциалом эквивалентен вводу граничного условия

$$\frac{d \ln(r\Psi_0)}{dr} \Big|_{r=0} = -\zeta. \quad (2)$$

В непрерывном спектре от плоских волн отличаются только  $s$ - волны с фазой рассеяния

$$\eta_s = -\arctan \frac{k}{\zeta}, \quad (3)$$

где  $k$ - импульс электрона. Матричный элемент однофотонной обдирки иона из  $s$ - связанного в  $p$ - континуальное состояние в дипольном прибли-

жении имеет вид

$$V_{ps}^{(1)} = \Re \int \Psi_{\vec{k}}^{(-)*}(\vec{e}\vec{r}) \Psi_0 d\vec{r} = \\ = \Re \frac{1}{2k} \sum_l (-i)^l (2l+1) \exp(i\eta_l) \int P_l^*(\cos \theta_{\vec{k}\vec{r}}) \times \\ \times 2k \cdot j_l(kr)(\vec{e}\vec{r}) \frac{1}{r} \sqrt{\frac{\zeta}{2\pi}} \exp(-\zeta r) r^2 dr \cdot d\vec{n}, \quad (4)$$

где  $\Re$ -напряженность поля,  $\Psi_{\vec{k}}^{(\pm)} = (1/2k) \sum_l i^l (2l+1) \exp(\pm i\eta_l) \cdot P_l(\cos \theta_{\vec{k}\vec{r}}) \times R_{kl}(r)$ - волновые функции непрерывного спектра в плосковолновом приближении  $R_{kl}(r) = 2k \cdot j_l(kr)$ ,  $\int \Psi_{\vec{k}'}^{(\pm)*} \cdot \Psi_{\vec{k}}^{(\pm)} d\vec{k} = (2\pi)^3 \delta(\vec{k}' - \vec{k})$ ,  $\eta_l$ - фазовый сдвиг парциальной  $l$ - волны,  $P_l$ - полиномы Лежандра,  $j_l(kr)$ - сферические функции Бесселя с нормировкой  $\int j_l(k'r) j_l(kr) r^2 dr = \pi \delta(k' - k)/2k'k$ ,  $\vec{e}$ - вектор поляризации,  $\vec{n} = \vec{r}/r$ ,  $k^2 \equiv P_0^2 = 2(\omega - \varepsilon_i)$ . Выражение для оператора  $(\vec{e}\vec{n})$  зависит от поляризации излучения. В частности, для линейной и круговой поляризации имеем (см., например, [21])

$$(\vec{e}\vec{n}) = \begin{cases} \sqrt{4\pi/3} \cdot Y_{10}(\theta_{ne}, \varphi_{ne}) - \text{линейная поляризация,} \\ \sqrt{8\pi/3} \cdot Y_{1,\pm 1}(\theta_n, \varphi_n) - \text{левокруговая(+), правокруговая(-),} \end{cases} \quad (5)$$

где  $Y_{10}$  и  $Y_{1,\pm 1}$  - шаровые (сферические) функции,  $(\theta_{ne}, \varphi_{ne})$  и  $(\theta_n, \varphi_n)$  - сферические координаты вектора  $\vec{n}$  относительно вектора поляризации и импульса фотона соответственно. Полагая  $\theta_{ke}$ - угол между импульсом электрона и вектором поляризации фотона в системе покоя иона, получаем известную в литературе [22] угловую зависимость вероятности вылета электрона для линейно поляризованного излучения

$$V_{psl}^{(1)} = 4\Re \sqrt{2\pi\zeta} \frac{k}{(\zeta^2 + k^2)^2} P_1(\cos \theta_{ke}), \\ \frac{d\sigma^{(1)}}{d\Omega}(\theta_{ke})_{ll} \propto |V_{psl}^{(1)}|^2 \propto \cos^2 \theta_{ke}. \quad (6)$$

Для излучения с круговой поляризацией матричный элемент (4) при-

обретает вид

$$V_{ps|\pm}^{(1)} = \mp 4\Re \sqrt{2\pi\zeta} \frac{k}{(c^2 + k^2)^2} \cdot \sin \theta_k \cdot \exp(\pm i\varphi_k), \quad (7)$$

где  $(\theta_k, \varphi_k)$ - сферические координаты вектора  $\vec{k}$  относительно импульса фотона, верхний знак соответствует левокруговой поляризации, а нижний - правокруговой. При этом угловая зависимость дифференциального сечения определяется

$$\frac{d\sigma^{(1)}}{d\Omega}(\theta_k)_{|\pm} \propto |V_{ps|\pm}^{(1)}|^2 \propto \sin^2 \theta_k. \quad (8)$$

Усредняя (6) по направлениям вектора поляризации фотонов, получаем аналогичную (8) зависимость для неполяризованного излучения (см. также [23]).

С помощью релятивистских преобразований приходим к следующим выражениям для компонент импульса электрона  $(P_x, P_y, P_z)$  и его кинетической энергии  $(E_e)$  в лабораторной системе отсчета:

$$P_x = P_o \cdot (\cos \theta_{ke} \cdot \sin \alpha - \sin \theta_{ke} \cdot \cos \varphi \cdot \cos \alpha);$$

$$P_y = P_o \cdot [\sin \theta_{ke} \cdot \sin \varphi \cdot \sin \eta - (\sin \theta_{ke} \cdot \cos \varphi \cdot \sin \alpha + \cos \theta_{ke} \cdot \cos \alpha) \cdot \cos \eta];$$

$$P_z = \gamma\beta C + \gamma P_o \cdot [(\sin \theta_{ke} \cdot \cos \varphi \cdot \sin \alpha + \cos \theta_{ke} \cdot \cos \alpha) \sin \eta - \sin \theta_{ke} \cdot \sin \varphi \cdot \cos \eta]; \quad (9)$$

$$E_e = (\gamma - 1)C^2 + \gamma\beta C P_o \cdot [(\sin \theta_{ke} \cdot \cos \varphi \cdot \sin \alpha + \cos \theta_{ke} \cdot \cos \alpha) \sin \eta - \sin \theta_{ke} \cdot \sin \varphi \cdot \cos \eta];$$

где  $P_x$ - компонента импульса электрона в направлении движения  $H^-$  иона;  $P_z$  направлена перпендикулярно, а  $P_y$  лежит в плоскости взаимодействия фотона и иона;  $\varphi$ - азимутальный угол вылета электрона относительно

вектора поляризации фотона ( $0 \leq \varphi \leq 2\pi$ );  $\alpha$ - угол между плоскостью поляризации фотона и плоскостью его взаимодействия с ионом;  $\eta$ - угол пересечения потоков ионов и фотонов;  $C$ - скорость света;  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ ,  $\beta$ - скорость иона в единицах  $C$ . Для линейно поляризованного и неполяризованного излучения расчет распределений вероятности вылета электрона в пространстве  $(P_x/P_o, P_y/P_o)$  и по энергии, представленной в безразмерных единицах  $XS = [E_e - (\gamma - 1)C^2]/(0.1\gamma\beta P_o C)$  (собственные однофотонные распределения), проводился численным моделированием в работе [24] при использовании выражений (6) и (9). По углу  $\varphi$ , а также по углу  $\alpha$  для неполяризованных фотонов полагались случайные равномерные распределения в пределах  $[0, 2\pi]$  и  $[0, \pi]$  соответственно. Количество ячеек дискретных разбиений составляло  $20 \times 20$  для пространства поперечных импульсов и 20 по энергии. При этом общее количество проанализированных электронов (обычно  $\sim 5 \cdot 10^5$ ) выбиралось таким, чтобы статистический разброс числа событий в каждой ячейке уровня 0.1 от максимума распределения не превышал 5-10%. Полученные для различных значений  $\alpha$  и  $\eta$  трехмерные представления нормированных по амплитуде собственных  $f^{(1)}(P_x, P_y)$ - распределений и их топограммы, а также  $f(XS)$ - распределения приведены на рис.1-9.

С учетом одинакового углового дифференциального сечения (8) приведенные на рис. 3, 6 и 9 зависимости для неполяризованного излучения справедливы также и для фотонов с круговой (циркулярной) поляризацией.

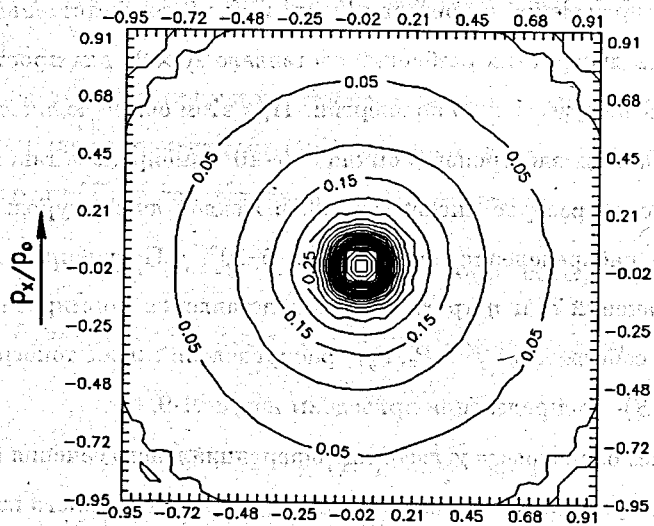
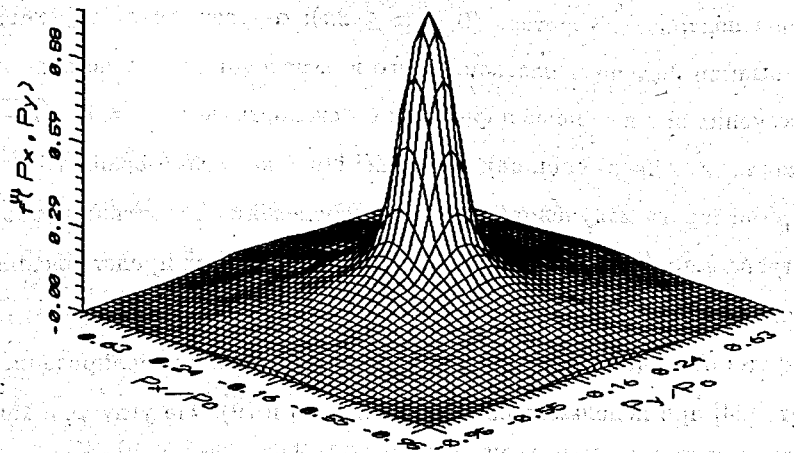


Рис.1. Трехмерное представление нормированного собственного  $f^{(1)}(P_x, P_y)$ -распределения электронов и его топограмма при однофотонной обдирке  $H^-$  ионов с  $\alpha = 0$ ,  $\eta = \pi/2$ . Более жирной кривой на топограмме выделен уровень 0.5 от амплитуды распределения

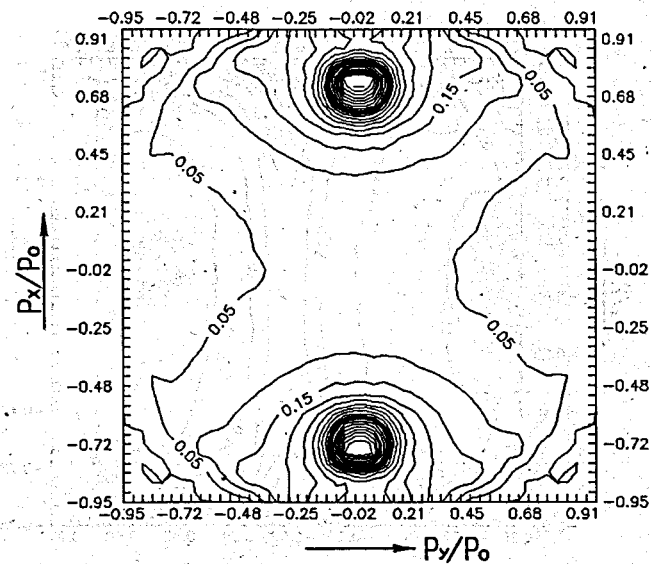
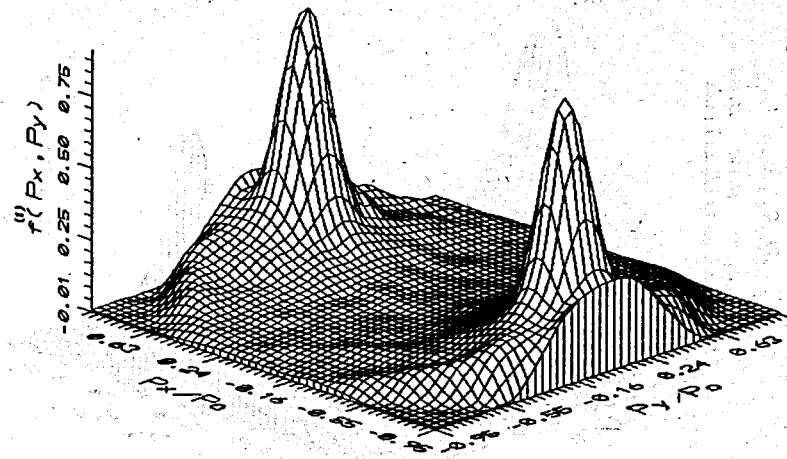


Рис.2.  $\alpha = \pi/4$  ( $3\pi/4$ ),  $\eta = \pi/2$ .

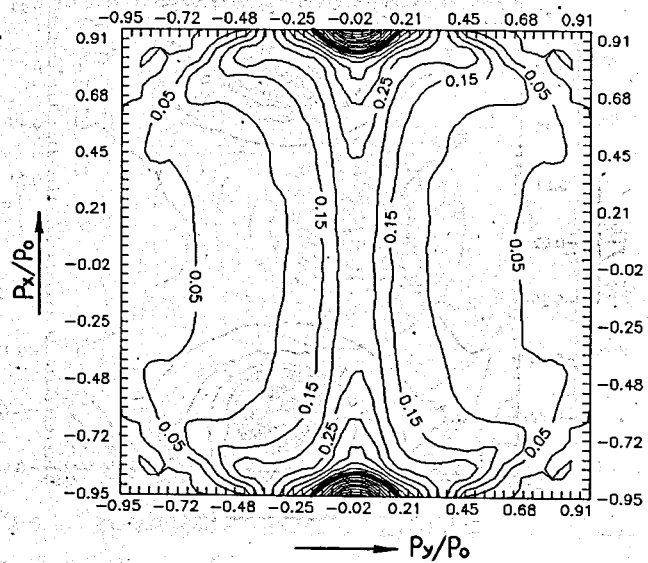
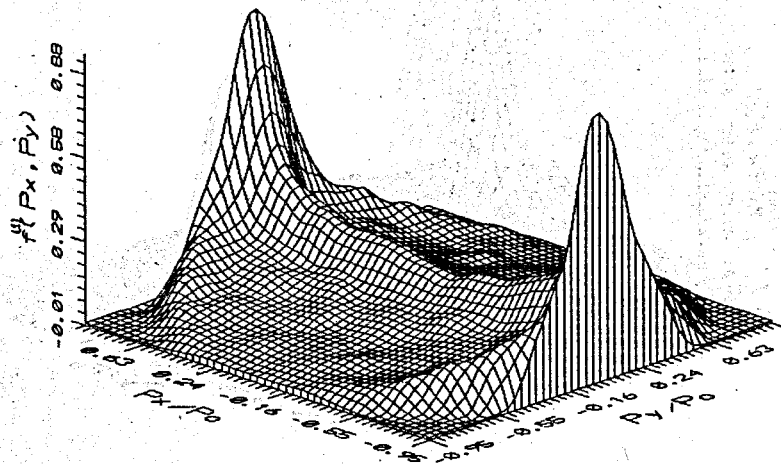


Рис.3.  $\eta = \pi/2$ , неполяризованное излучение

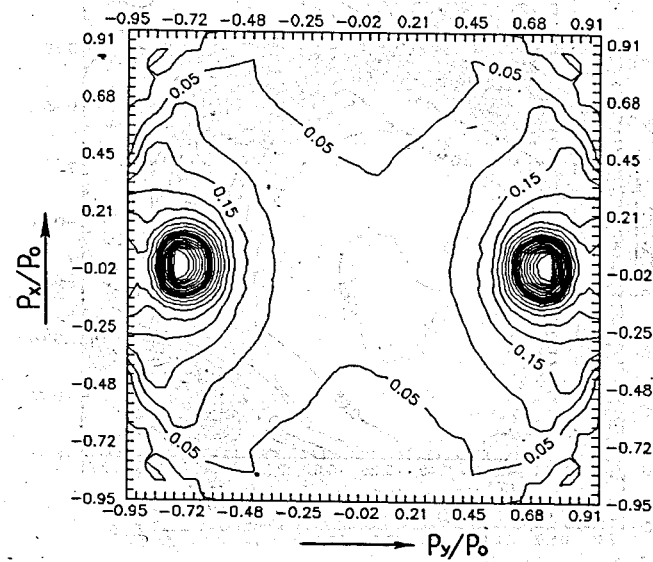
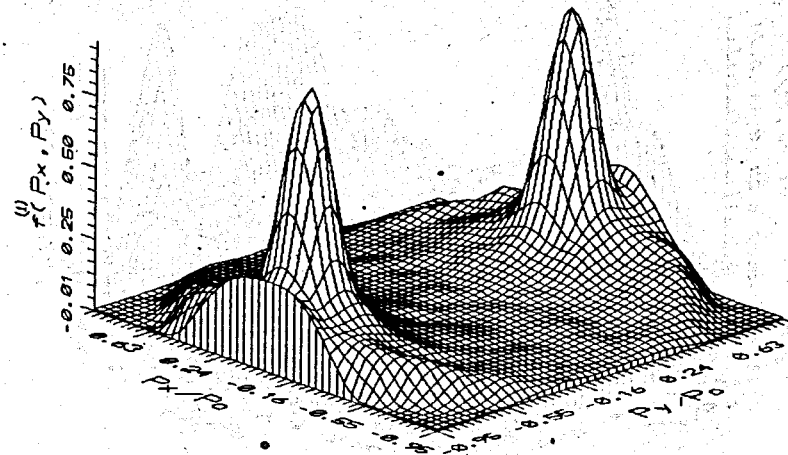


Рис.4.  $\alpha = 0, \eta = \pi/4$

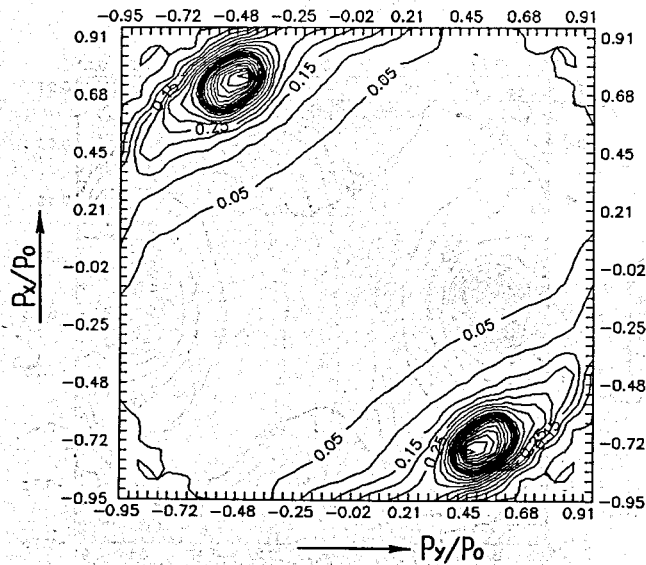
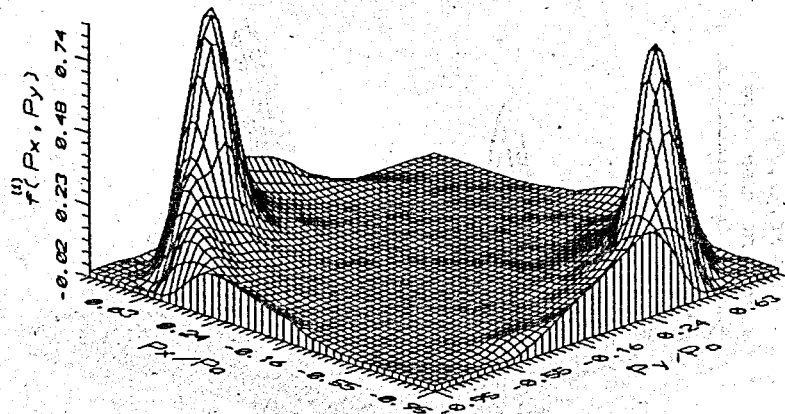


Рис.5.  $\alpha = \pi/4$ ,  $\eta = \pi/4$

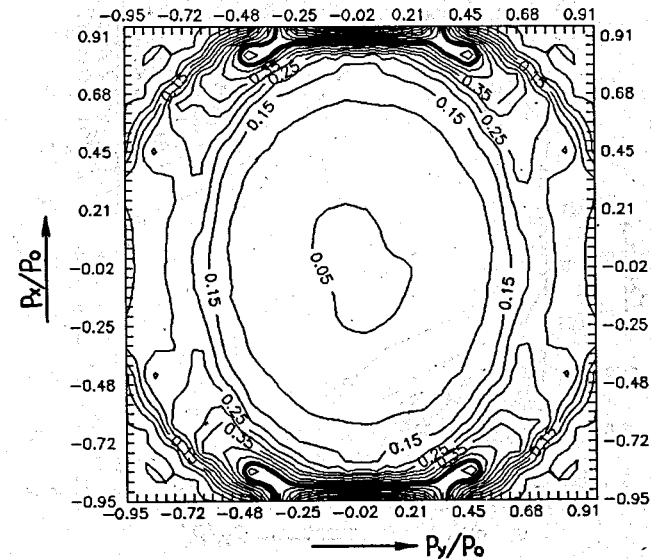
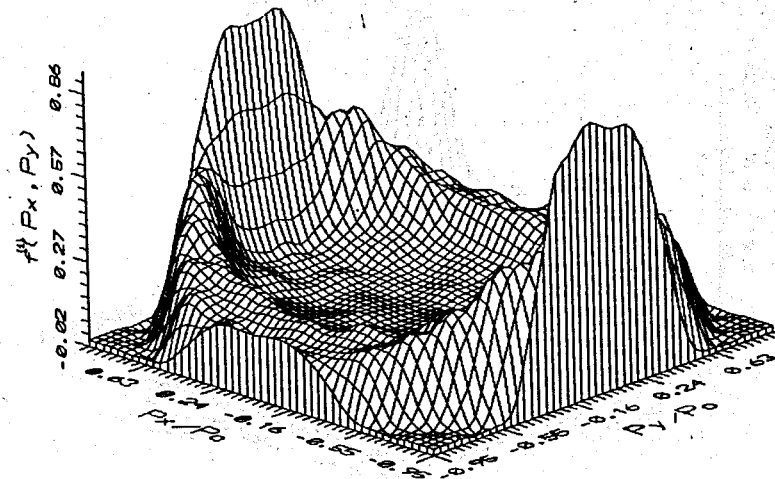


Рис.6.  $\eta = \pi/4$ , неполяризованное излучение

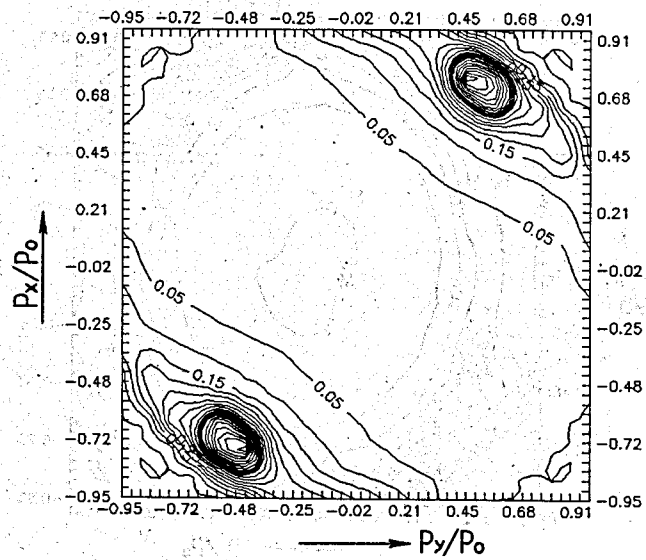
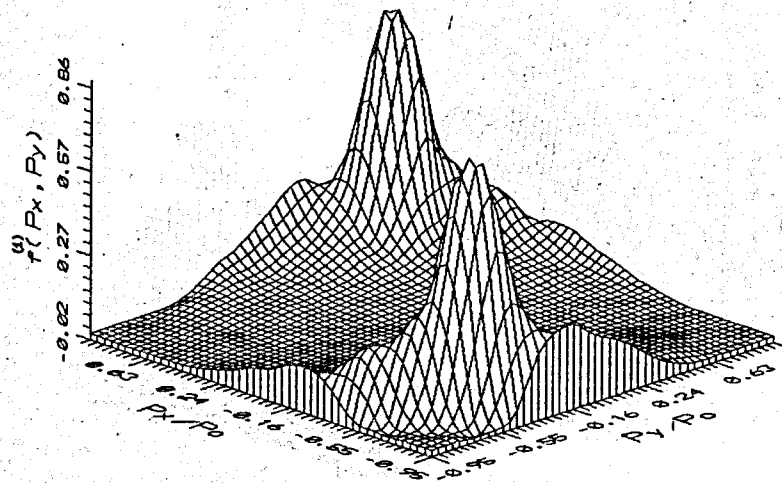


Рис.7.  $\alpha = \pi/4$ ,  $\eta = 3\pi/4$  или  $\alpha = 3\pi/4$ ,  $\eta = \pi/4$

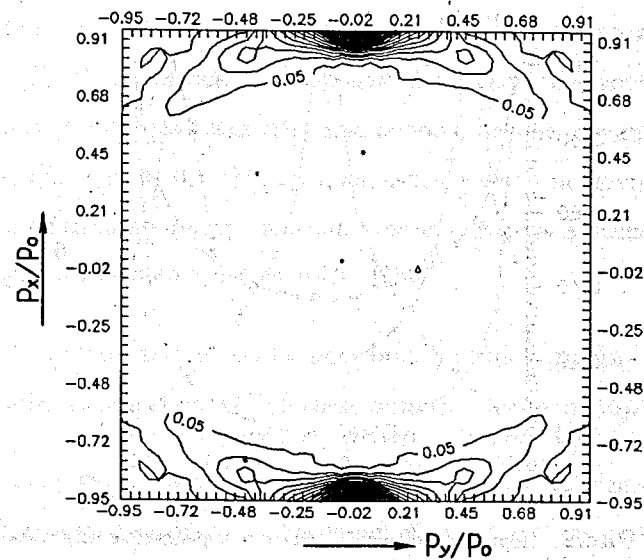
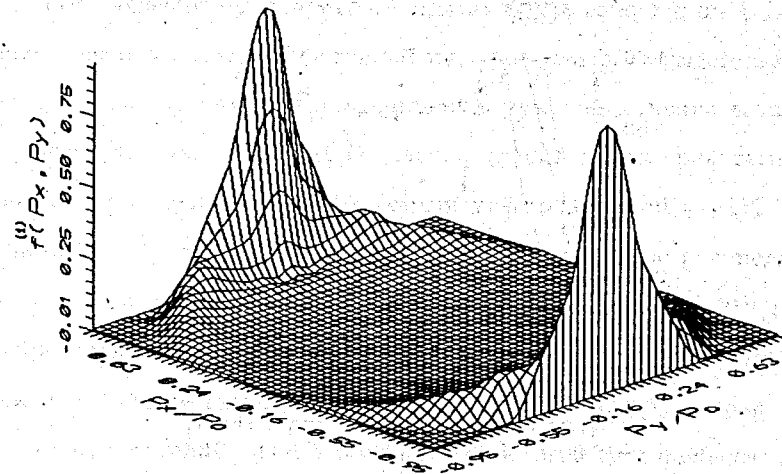
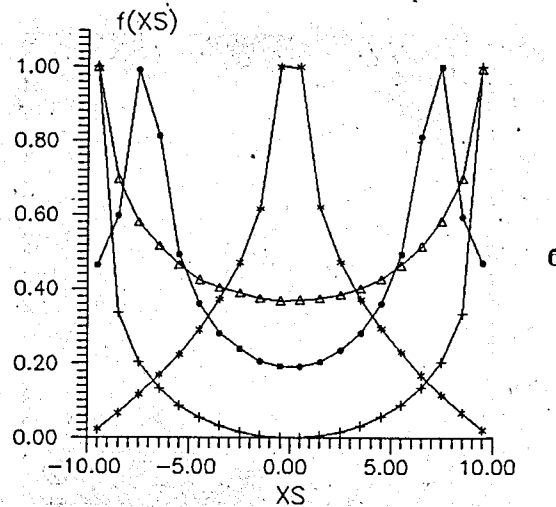
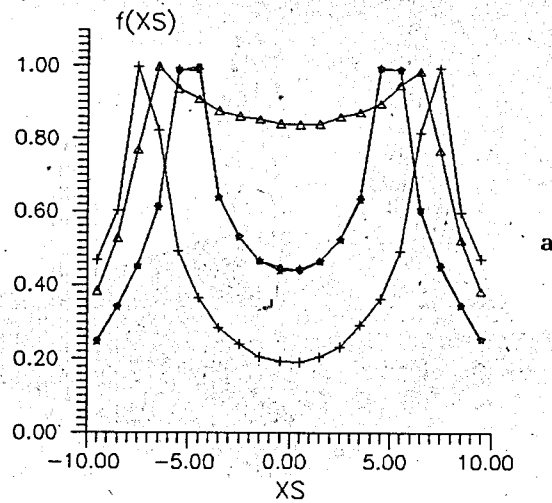


Рис.8.  $\alpha = \pi/2$ , произвольное  $\eta$





**Рис.9.** Нормированное собственное распределение электронов по энергии при однофотонной обдирке  $H^-$  ионов с  $\eta = \pi/4$ ,  $3\pi/4$  (а) и  $\eta = \pi/2$  (б) для различной поляризации излучения:  $\alpha = \pi/4$  ( $\bullet$ ),  $\alpha = 0$  ( $+$ ), неполяризованные фотоны ( $\Delta$ );  $\alpha = \pi/2$ , произвольное  $\eta$  ( $*$ ),  $\alpha = \pi/4$  ( $*$ ,  $\eta = 3\pi/4$ )

Представленные результаты показывают, что собственные распределения электронов при однофотонной обдирке ионов  $H^-$  существенным образом зависят от поляризации фотонов и угла пересечения взаимодействующих пучков. Для  $f(XS)$ -распределений характерна симметрия относительно среднего значения энергии электрона  $\bar{E}_e = (\gamma - 1)C^2$  с границами  $(\gamma - 1)C^2 \pm \gamma\beta P_0 C$  (см. рис.9). Наиболее узкие распределения по энергии получаются независимо от  $\eta$  для  $\alpha = \pi/2$ . Для  $f^{(1)}(P_x, P_y)$ -распределений, за исключением  $\alpha = 0$  и  $\eta = \pi/2$ , характерно отсутствие аксиальной симметрии относительно направления импульса иона. Аксиально симметричный случай (см. рис.1) соответствует наиболее узкому угловому распределению электронов в лабораторной системе отсчета. В связи с тем, что при фотообдирке происходит двухчастичный развал  $H^-$  иона,  $f^{(1)}(P_x, P_y)$ -распределения продуктов развала (электрон, атом водорода) имеют одинаковый вид. Предсказанные поляризационные эффекты для  $\eta = \pi/2$  и  $\alpha = 0, \pi/2$  получили качественное подтверждение при регистрации угловых распределений атомов водорода в эксперименте по фотообдирке ленточного пучка ионов  $H^-$  [25].

## 2. Парциальные распределения электронов при двухфотонной обдирке ионов $H^-$ вблизи однофотонного порога

При достаточно высокой плотности фотонов в мишени рождаются также электроны по каналу  $n$ -фотонной обдирки  $H^-$  иона ( $n > 1$ ), вероятность которой в единицу времени равна (см., например, [26]):

$$W^{(n)} = \sigma^{(n)} \cdot (I_\gamma)^n = 4^{-n} (2\pi)^{-2} k_f \int |V_{fi}^{(n)}|^2 d\Omega_f, \quad (10)$$

где  $\sigma^{(n)}$  - сечение  $n$ -фотонной обдирки для данной частоты и поляризации излучения,  $V_{fi}^{(n)}$  - соответствующий матричный элемент перехода

электрона из начального "i"- состояния в конечное состояние "f" в электромагнитном поле напряженности  $\mathfrak{R}$ ,  $I_\gamma$ - плотность мощности фотонной мишени или поток фотонов в системе покоя иона,  $d\Omega_f = \sin\theta_f d\theta_f d\varphi_f$ ,  $k_f$  и  $(\theta_f, \varphi_f)$ - импульс фотоэлектрона и его сферические координаты соответственно. Для таких мишеней с энергией фотонов вблизи порога  $\varepsilon_i$  ( $0 < \omega - \varepsilon_i \ll \varepsilon_i$ ) основным конкурирующим процессом однофотонной обдирки (см. выражение (6) для  $V_{ps}^{(1)}$ ) является канал развала  $H^-$  с  $n = 2$ . Следуя работе [17], представим двухфотонный матричный элемент перехода из основного  $|s\rangle$  состояния в состояние  $|k'\rangle$  непрерывного спектра в виде

$$V_{k's}^{(2)} = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \frac{V_{k'k}^{(1)} \cdot V_{ks}^{(1)} \cdot d\vec{k}}{E_k + \varepsilon_i - \omega - i\xi}, \quad \xi \rightarrow +0; \quad (11)$$

где  $E_k = k^2/2$ ,  $V_{k'k}^{(1)} = \mathfrak{R} \int \Psi_{\vec{k}'}^{(-)*}(\vec{e}\vec{r}) \Psi_{\vec{k}}^{(+)} d\vec{r}$  однофотонный матричный элемент перехода в непрерывном спектре. В выражении (11) учтена плотность промежуточных состояний электрона  $d\vec{k}/(2\pi)^3$  в интервале импульсов  $\vec{k} \div \vec{k} + d\vec{k}$  для используемых волновых функций. С учетом (6) и вида функций  $\Psi_{\vec{k}}^{(\pm)}$  для линейно поляризованного излучения получаем

$$V_{k's|l}^{(2)} = \frac{\mathfrak{R}^2}{(2\pi)^3} \int \sum_{l'} (-i)^{l'} (i)^l (2l' + 1)(2l + 1) \exp[i(\eta_l - \eta_{l'})] \times \\ \times W_{l'l} \cdot I_{l'l} \cdot (-i) \sqrt{2\pi\zeta} \cdot \frac{4k}{(\zeta^2 + k^2)^2} \times \\ \times P_1(\cos\theta_{k'e}) \cdot \frac{d\vec{k}}{E_k + \varepsilon_i - \omega - i\xi}; \quad (12)$$

где  $W_{l'l} = \int r^3 j_l(k'r) \cdot j_{l'}(kr) dr$ ,  $I_{l'l} = \int P_l^*(\cos\theta_{\vec{k}\vec{r}})(\vec{e}\vec{n}) P_l(\cos\theta_{\vec{k}\vec{r}}) d\vec{n}$ . Так как в этом случае возможны  $sps$ - и  $spd$ - двухфотонные переходы, с учетом (3) получаем следующие выражения для интегралов  $W_{l'l}$  и  $I_{l'l}^{(2)} \equiv \int (2l' + 1)(2l + 1) \cdot I_{l'l} \cdot P_1(\cos\theta_{k_i}) d\Omega_{\vec{k}}$ :

$$W_{21} = 0.5\pi \left[ \frac{1}{k'k} \cdot \frac{\partial}{\partial k} \delta(k' - k) + \frac{2}{(k')^3} \cdot \delta(k' - k) \right];$$

$$W_{01} = \frac{1}{\sqrt{\zeta^2 + (k')^2}} \cdot \left[ \frac{\pi\zeta}{2} \cdot \frac{\partial}{\partial k} \frac{\delta(k' - k)}{k'k} + \frac{k}{(k^2 - k'^2 - i\alpha)^2} + \frac{k}{(k^2 - k'^2 + i\alpha)^2} \right]; \quad (13)$$

$$I_{21}^{(2)} = \frac{2}{3}(4\pi)^2 \cdot P_2(\cos\theta_{k'e}); \quad I_{01}^{(2)} = \frac{1}{3}(4\pi)^2 \cdot P_0(\cos\theta_{k'e}).$$

В результате при линейно поляризованном излучении выражение для матричного элемента двухфотонного перехода электрона в конечное состояние с импульсом  $k' \equiv P_{ow} = \sqrt{2(2\omega - \varepsilon_i)}$  в системе покоя иона приобретает вид

$$V_{k's|l}^{(2)} = \mathfrak{R}^2 \cdot \frac{4\sqrt{2\pi\zeta}}{(2\pi)^3} \cdot \int [I_{01}^{(2)} \cdot \exp(-i\eta_0) \cdot W_{01} - I_{21}^{(2)} \cdot W_{21}] \times \\ \times \frac{k^3}{(\zeta^2 + k^2)^2} \cdot \frac{dk}{E_k + \varepsilon_i - \omega - i\xi} = \\ = \mathfrak{R}^2 \cdot \frac{\sqrt{2\pi\zeta}}{3\omega^4} \cdot \left\{ \exp(-i\eta_0) \cdot [\zeta(\omega - \varepsilon_i) + \right. \\ \left. + i\sqrt{2}(\omega - \varepsilon_i)^{3/2}] \cdot \frac{P_0(\cos\theta_{k'e})}{\sqrt{\omega}} - \right. \\ \left. - 2P_2(\cos\theta_{k'e}) \cdot (2\omega - \varepsilon_i) \right\}; \quad (14)$$

где первое слагаемое в фигурных скобках соответствует  $sps$ - переходу и учитывает вклад резонансных промежуточных состояний непрерывного спектра с энергией  $E_k = \omega - \varepsilon_i$ , а второе — есть результат интегрирования в смысле главного значения и соответствует виртуальному  $spd$ - переходу. Угловая зависимость двухфотонного дифференциального сечения вблизи порога  $\varepsilon_i$  ( $0 < \omega - \varepsilon_i \ll \varepsilon_i$ ) определяется

$$\frac{d\sigma^{(2)}}{d\Omega}(\theta_{k'e})_{||} \propto |V_{k's|l}^{(2)}|^2 \propto (3 \cos^2 \theta_{k'e} - 1)^2. \quad (15)$$

При использовании оператора (5) и значения  $V_{ks}^{(1)}$  в виде (7) с помощью (11) получаем следующие выражения для матричного элемента двухфотонной обдирки иона и угловой компоненты дифференциального сечения в мишени с круговой поляризацией:

$$V_{k's|\pm}^{(2)} = -\Re^2 \frac{\sqrt{2\pi}\zeta}{4} \cdot \exp(\pm 2i\varphi_{k'}) \cdot \sin^2 \theta_{k'} \cdot \frac{2\omega - \varepsilon_i}{\omega^4};$$

$$\frac{d\sigma^{(2)}}{d\Omega}(\theta_{k'})_{|\pm} \propto |V_{k's|\pm}^{(2)}|^2 \propto \sin^4 \theta_{k'}. \quad (16)$$

Для энергии фотонов ниже однофотонного порога аналогичная зависимость получена в работе [27]. В то же время для линейно поляризованного излучения с учетом выражения (14) для надпороговой двухфотонной обдирки ионов  $H^-$  и результатов работы [27] для  $\varepsilon_i/2 < \omega < \varepsilon_i$  характерна существенная зависимость углового распределения фотоэлектронов от энергии фотонов. Она меняется от практически изотропного вблизи двухфотонного порога до ярко выраженного распределения по направлению вектора поляризации при  $\omega \approx \varepsilon_i$ . В окрестности однофотонного порога распределение (15) и результаты работы [27] хорошо согласуются между собой. Усреднение выражения (15) по направлениям вектора поляризации фотонов приводит к следующей угловой зависимости вылета электронов относительно импульса фотонов при двухфотонной околопороговой обдирке ионов в неполяризованном излучении:

$$\frac{d\sigma^{(2)}}{d\Omega}(\theta_{k'})_{|up} \propto 3 \sin^4 \theta_{k'} - (8/3) \sin^2 \theta_{k'} + 8/9. \quad (17)$$

Из выражений (14) и (16) видно, что в одноэлектронной модели потенциала нулевого радиуса двухфотонная обдирка отрицательного иона имеет место даже при  $\omega = \varepsilon_i$  и равном нулю матричном элементе (6). При этом в околопороговой области основным каналом фотообдирки с  $n = 2$  является виртуальный *spd*-переход. Аналогичный вывод был ранее сделан

в работе [17], а для линейно поляризованного излучения в области ниже однофотонного порога ( $\omega < \varepsilon_i$ ) — в работах [28-30]. Для линейно поляризованного и неполяризованного излучения расчет распределений вероятности вылета электрона по каналу  $n = 2$  в пространстве поперечных импульсов лабораторной системы отсчета ( $P_x/P_{ow}$ ,  $P_y/P_{ow}$ ) и по энергии, представленной в безразмерных единицах  $XW = [E_e - (\gamma - 1)C^2]/(0.1\gamma\beta P_{ow}C)$  (собственные двухфотонные распределения), проводился численным моделированием при  $0 < \omega - \varepsilon_i \ll \varepsilon_i$  с использованием выражений (9) и (14). За исключением генерации случайного распределения угла  $\theta_{k'e}$  по закону  $(3 \cos^2 \theta_{k'e} - 1)^2$  особенности моделирования аналогичны рассмотренному выше однофотонному каналу. Полученные для различных значений  $\alpha$  и  $\eta$  трехмерные представления нормированных по амплитуде собственных двухфотонных  $f^{(2)}(P_x, P_y)$ -распределений и их топограммы, а также  $f(XW)$ -распределений приведены на рис.10-18. Представленные результаты показывают, что с учетом  $P_{ow} \gg P_o$  общий характер распределений при тех же  $\alpha$  и  $\eta$  близок к результатам, полученным для однофотонной обдирки ионов (см. рис.1-9).

Полученные для линейно поляризованного излучения результаты (6) и (15) согласуются (при  $a_2^{(1)} = 1$ ,  $a_2^{(2)} = 10/7$  и  $a_4^{(2)} = 18/7$ ) с приведенным в работе [31] выражением для угловой зависимости  $n$ -фотонного дифференциального сечения

$$\frac{d\sigma^{(n)}}{d\Omega} = \sigma^{(n)} \cdot \left[ 1 + \sum_{m=1}^n a_{2m}^{(n)} \cdot P_{2m}(\cos \theta_{ke}) \right]; \quad (18)$$

где  $a_{2m}^{(n)}$ -коэффициенты, являющиеся функциями интенсивности и ширины спектра излучения мишени.

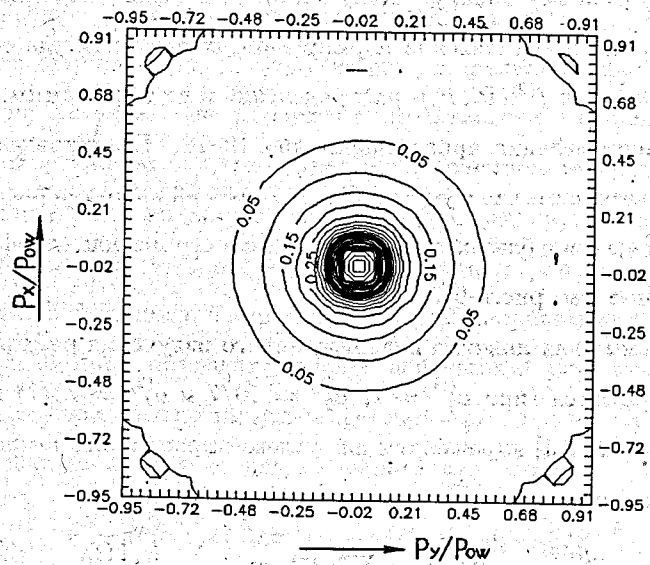
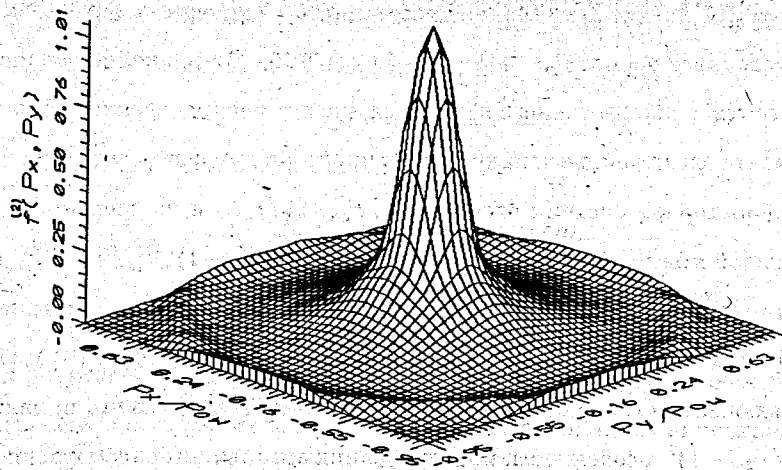


Рис.10. Трехмерное представление нормированного собственного  $f^{(2)}(P_x, P_y)$ -распределения электронов и его топограмма при двухфотонной околопороговой обдирке  $H^-$  ионов с  $\alpha = 0$ ,  $\eta = \pi/2$ . Более жирной кривой на топограмме выделен уровень 0.5 от амплитуды распределения

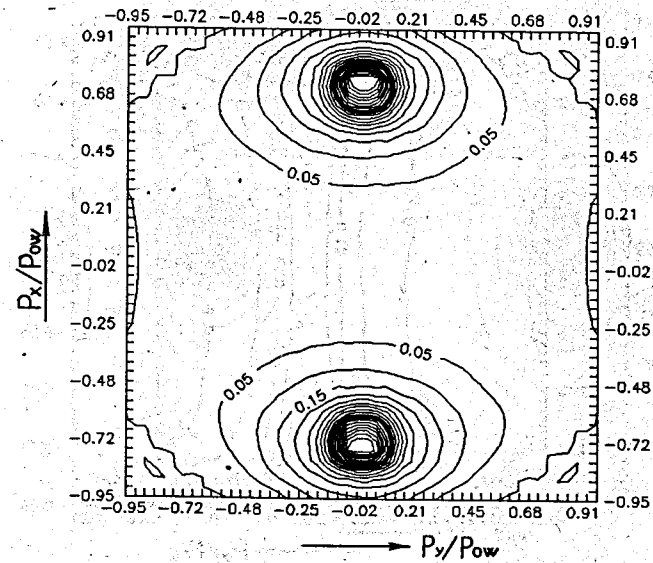
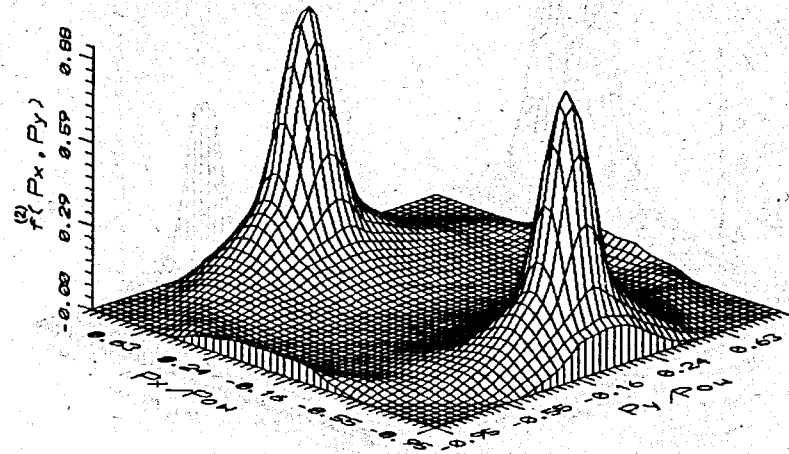


Рис.11.  $\alpha = \pi/4$  ( $3\pi/4$ ),  $\eta = \pi/2$

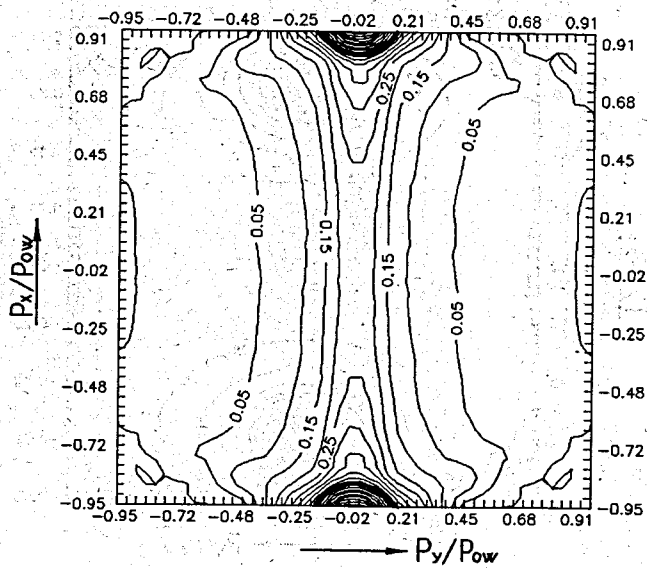
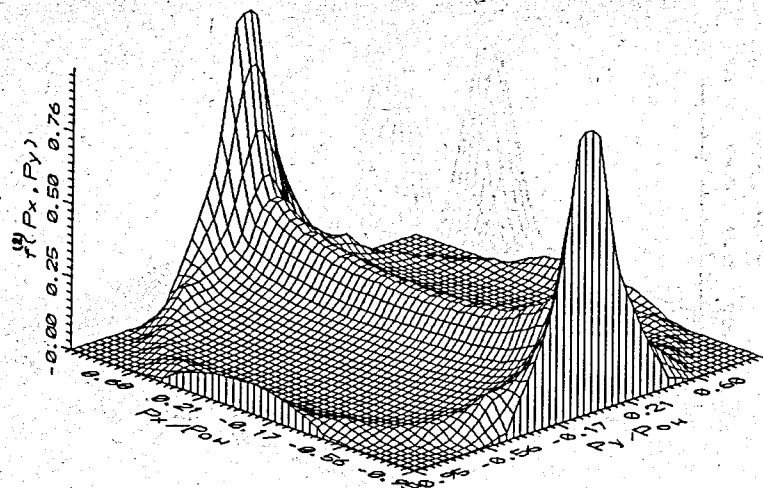


Рис.12.  $\eta = \pi/2$ , неполяризованное излучение

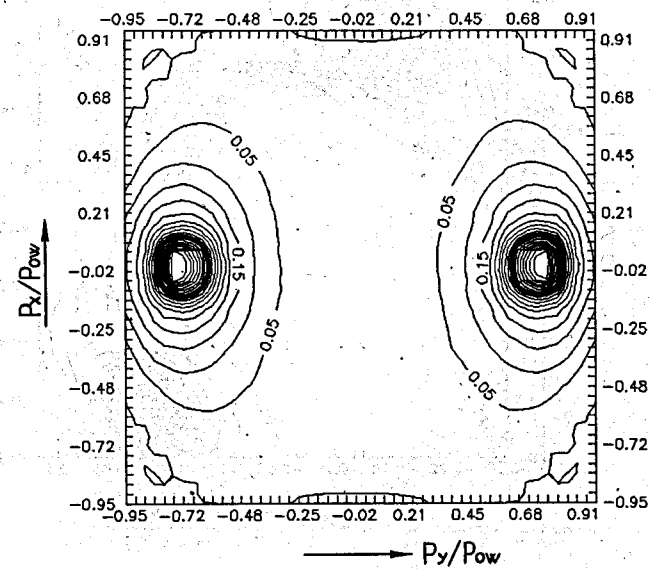
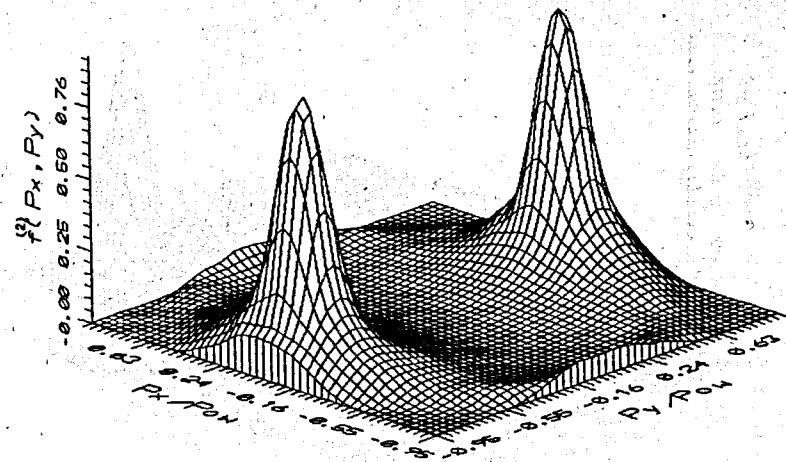


Рис.13.  $\alpha = 0, \eta = \pi/4$

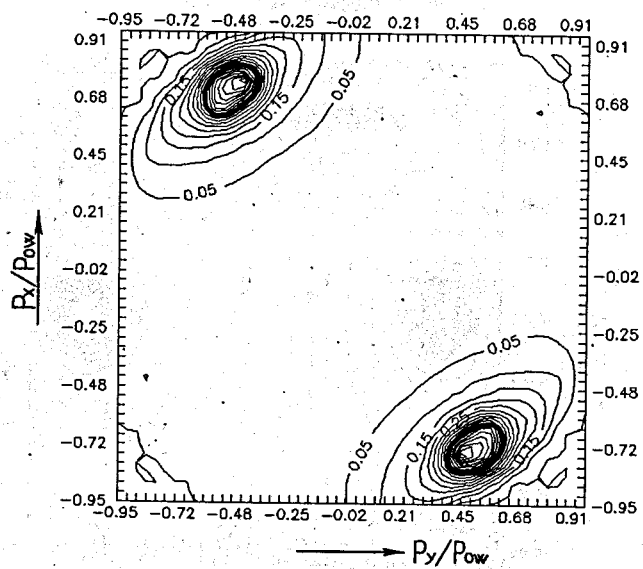
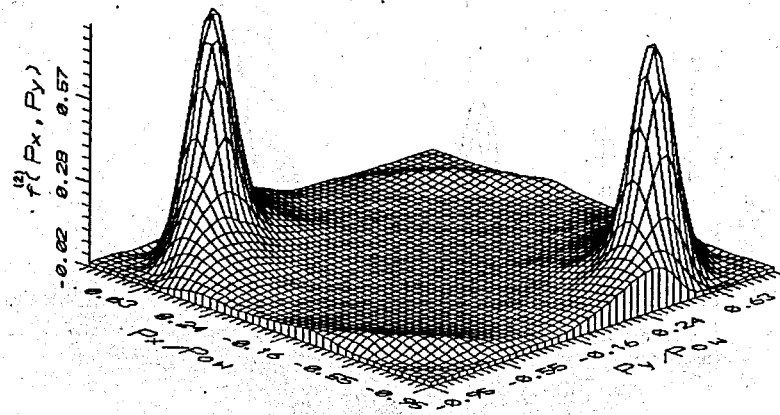


Рис.14.  $\alpha = \pi/4, \eta = \pi/4$

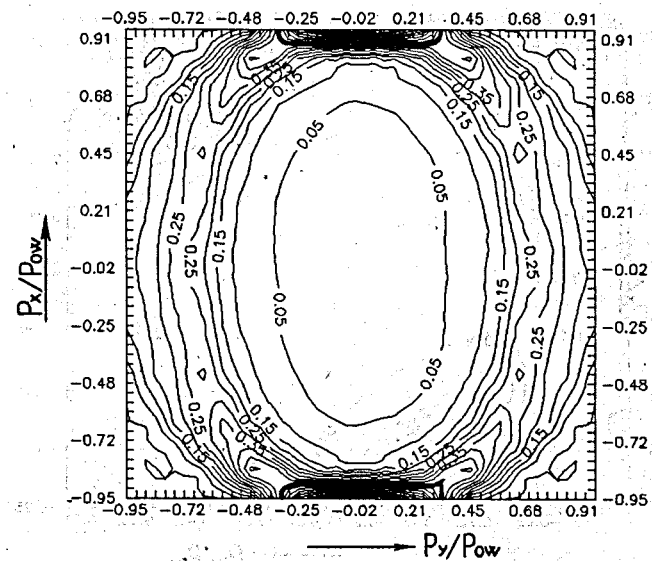
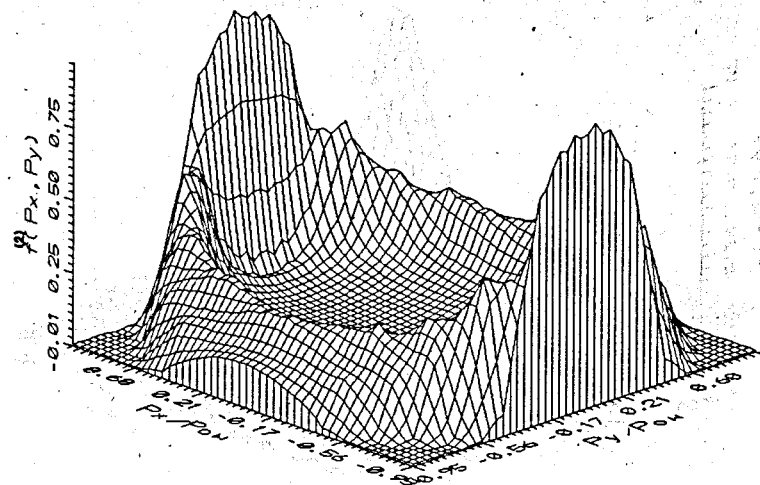


Рис.15.  $\eta = \pi/4$ , неполяризованное излучение

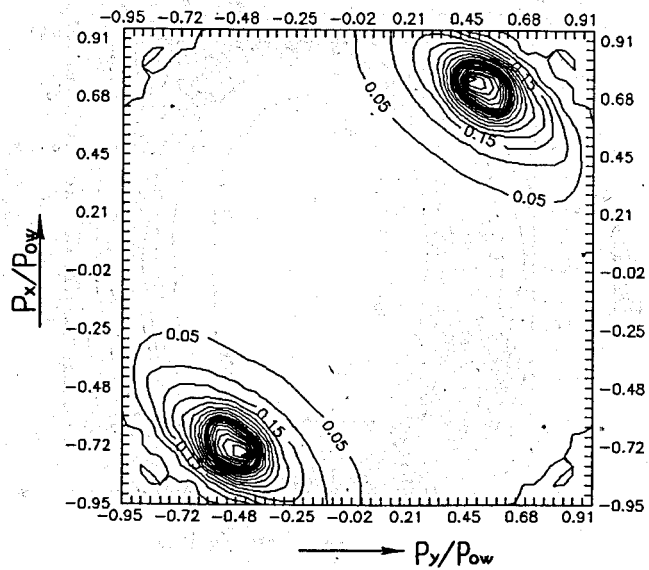
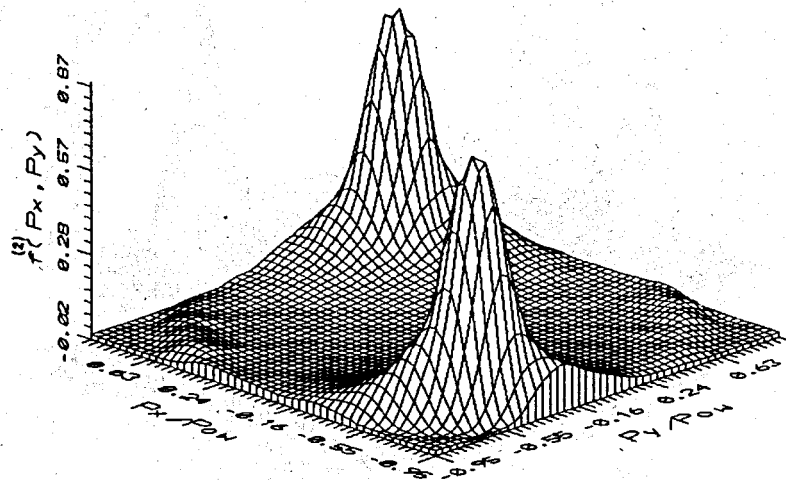


Рис.16.  $\alpha = \pi/4$ ,  $\eta = 3\pi/4$  или  $\alpha = 3\pi/4$ ,  $\eta = \pi/4$

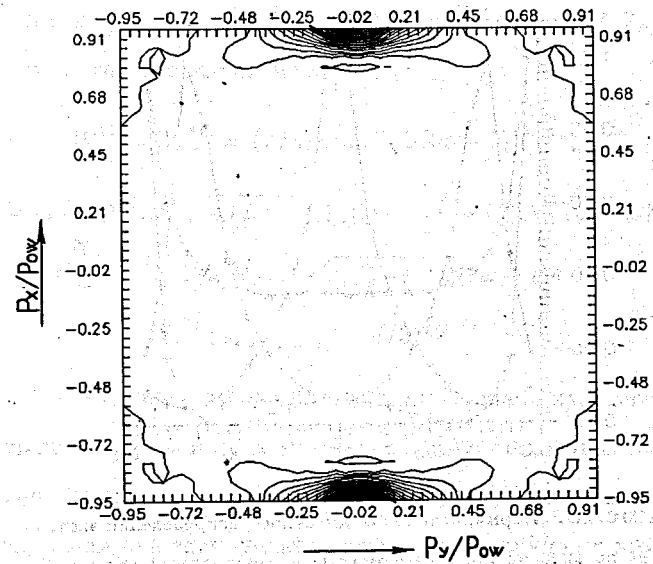
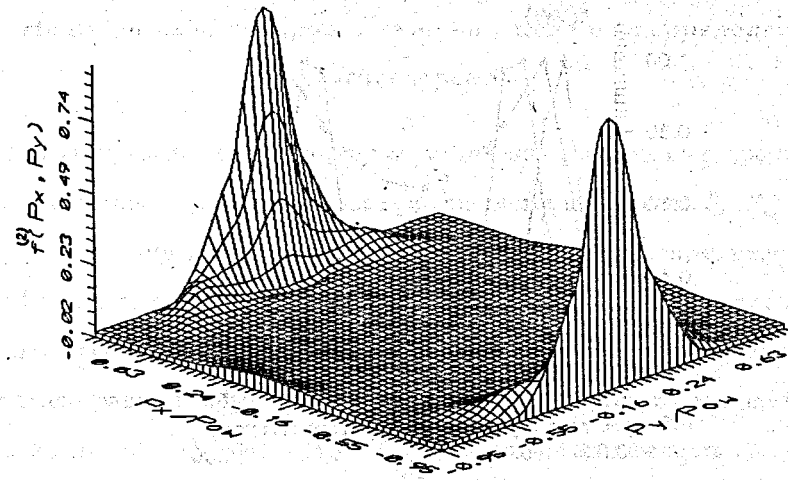


Рис.17.  $\alpha = \pi/2$ , произвольное  $\eta$ .

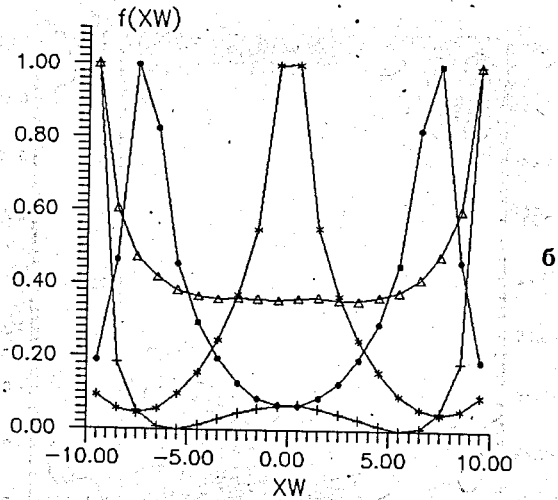
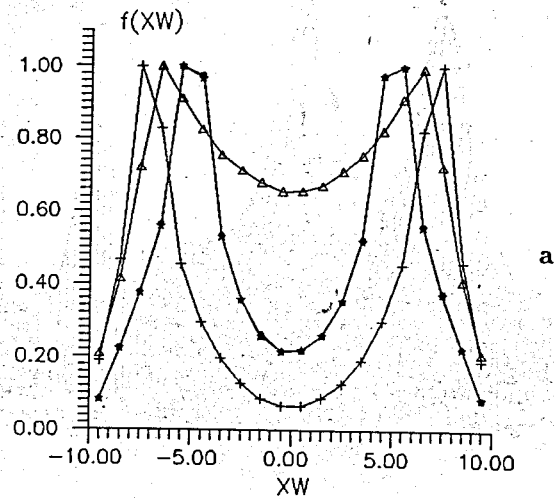


Рис.18. Нормированное собственное распределение электронов по энергии при двухфотонной околопороговой обдирке  $H^-$  ионов с  $\eta = \pi/4, 3\pi/4$  (а) и  $\eta = \pi/2$  (б) для различной поляризации излучения:  $\alpha = \pi/4$  ( $\bullet$ ),  $\alpha = 0$  ( $+$ ), неполяризованные фотоны ( $\Delta$ );  $\alpha = \pi/2$ , произвольное  $\eta$  ( $*$ ),  $\alpha = \pi/4$  ( $*$ ,  $\eta = 3\pi/4$ )

### 3. Надпороговая обдирка в лазерном поле и распределения фотоэлектронов

Результирующие собственные распределения электронов в пространстве поперечных импульсов лабораторной системы отсчета ( $P_x, P_y$ ) и по энергии ( $E_e$ ) определяются суммой соответствующих распределений от однофотонного и двухфотонного каналов обдирки с учетом их статвесов. Статвес распределения определяется вероятностью обдирки (10) для данной поляризации и мощности фотонной мишени. Пользуясь матричными элементами (6), (7), (14) и (16), а также учитывая плотность  $d\vec{k}'/(2\pi)^3$  конечных состояний электрона в непрерывном спектре, получаем следующие выражения для вероятности  $n$ - фотонной обдирки ( $n = 1, 2$ ) в мишени с линейной и круговой поляризацией:

$$W_{\pm}^{(1)} = W_{\pm}^{(1)} = (2/3)\Re^2\omega^{-4}\sqrt{\epsilon_t}(\omega - \epsilon_t)^{3/2};$$

$$W_{\pm}^{(2)} = (1/18)\Re^4\omega^{-8}\sqrt{\epsilon_t}(2\omega - \epsilon_t)[(\omega - \epsilon_t)^2 + (2/5)(2\omega - \epsilon_t)^2];$$

$$W_{\pm}^{(2)} = (1/120)\Re^4\omega^{-8}\sqrt{\epsilon_t}(2\omega - \epsilon_t)(2\omega - \epsilon_t)^2; \quad (19)$$

$$W_{\pm}^{(2)}|_{(0 < \omega - \epsilon_t \ll \epsilon_t)} \approx (8/3)W_{\pm}^{(2)}$$

Таким образом, в одноэлектронной модели потенциала нулевого радиуса, вероятность двухфотонной надпороговой обдирки иона существенно образом зависит от поляризации мишени, причем для линейно поляризованного излучения она значительно больше, чем в случае с круговой поляризацией. В области ниже однофотонного порога данный вопрос теоретически рассматривался, например, в работах [27,32-35]. В отличие от полученного выше результата, в этой области ( $\omega < \epsilon_t$ ) соотношение между вероятностями двухфотонной обдирки в линейно и циркулярно поляризованном излучении качественно меняется в зависимости от энергии



фотонов. В частности, несмотря на количественное различие результатов разных работ, неравенство  $\rho \equiv W_l^{(2)}(\omega)/W_{\pm}^{(2)}(\omega) \gg 1$  в области двухфотонного порога ( $\omega \geq \varepsilon_t/2$ ) переходит в соотношение  $\rho \leq 1$  при  $\omega \leq \varepsilon_t$ .

Полученная зависимость околопороговой однофотонной обдирки для иона  $H^-$  согласуется с вигнеровским законом ионизации  $s$ -квантового состояния [23,36,37] и известными экспериментальными результатами [38,39]. В соответствии с (19) отношение стэвесов собственных распределений однофотонного и двухфотонного каналов обдирки вблизи порога определяется соотношением

$$\frac{W_l^{(1)}}{W_l^{(2)}} = \frac{3}{8} \cdot \frac{W_{\pm}^{(1)}}{W_{\pm}^{(2)}} \approx \frac{15\varepsilon_t^{1.5}(\omega - \varepsilon_t)^{1.5}C}{4\pi \cdot I_{\gamma}} ; \quad (20)$$

где  $I_{\gamma} = \mathcal{R}^2 C/2\pi$  - плотность мощности мишени в атомных единицах (1 а.е. =  $6.436 \cdot 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>). С учетом выражения (10) для линейно поляризованного излучения на рис.19 приведена полученная теоретическая

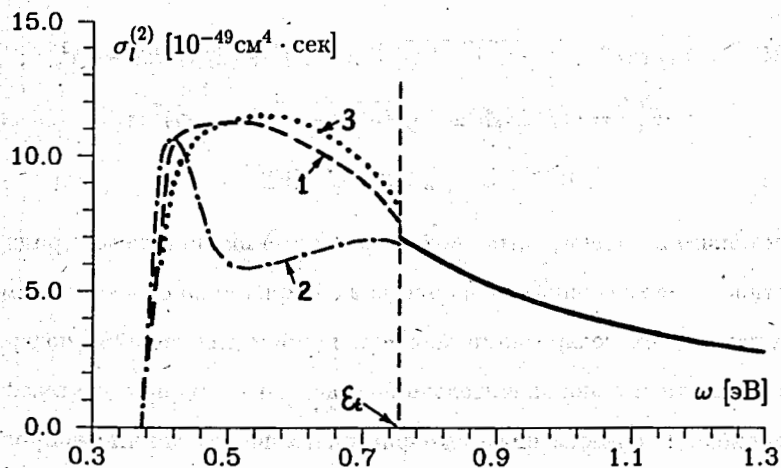


Рис.19. Зависимость частичного сечения двухфотонной обдирки иона  $H^-$  в линейно поляризованной мишени ( $\sigma_l^{(2)}$ ) от энергии фотона ( $\omega$ ). 1, 2, 3 - теоретические результаты работ [29,40,41] соответственно

зависимость частичного сечения околопороговой ( $\omega > \varepsilon_t$ ) двухфотонной обдирки иона  $H^-$  от энергии фотона. Для сравнения, там же представлены теоретические результаты работ [29,40,41] для фотонов с  $\omega < \varepsilon_t$ . Приведенные сечения нормированы на один из двух электронов у иона  $H^-$  и хорошо стыкуются на границе однофотонной обдирки.

Полученные для каналов  $n = 1, 2$  результаты позволяют детально исследовать эволюцию результирующих собственных распределений электронов (атомов водорода) в лабораторной системе отсчета при надпороговой фотообдирке ионов  $H^-$  на внутренних мишенях различной поляризации, частоты и мощности излучения. В пространстве поперечных импульсов лабораторной системы отсчета ( $P_x, P_y$ ) эти распределения определяются выражением

$$f(P_x, P_y)_{|\alpha, \eta} = f_{|\alpha, \eta}^{(1)}(P_x, P_y) \cdot \frac{W_{\alpha}^{(1)}}{P_o^2 \cdot V_{\alpha, \eta}^{(1)}} + f_{|\alpha, \eta}^{(2)}(P_x, P_y) \cdot \frac{W_{\alpha}^{(2)}}{P_{ow}^2 \cdot V_{\alpha, \eta}^{(2)}} ; \quad (21)$$

где  $f_{|\alpha, \eta}^{(1,2)}(P_x, P_y)$  - нормированные частичные собственные распределения однофотонного и двухфотонного каналов для выбранного угла  $\eta$  в мишени с соответствующей поляризацией  $\alpha$ ;  $f_{|\alpha, \eta}^{(1)}(P_x, P_y) \equiv 0$  при  $P_x^2 + P_y^2 \geq P_o^2$ ;  $f_{|\alpha, \eta}^{(2)}(P_x, P_y) \equiv 0$  при  $P_x^2 + P_y^2 \geq P_{ow}^2$ ;  $V_{\alpha, \eta}^{(1,2)}$  - подповерхностный объем нормированных частичных распределений. В выражении (21) учтена нормировка  $f_{|\alpha, \eta}^{(1,2)}(P_x, P_y)$  - распределений по амплитуде, их представление в пространстве безразмерных поперечных импульсов (см. рис.1—8, 10—17), а интеграл распределения по энергии полагается равным единице. Соответствующее выражение для результирующего собственного распределения электронов по энергии имеет вид

$$f_{|\alpha, \eta}(E_e) = f_{|\alpha, \eta}(XS) \cdot \frac{10 \cdot W_{\alpha}^{(1)}}{\gamma \beta C \cdot S_{\alpha, \eta}^{(1)} \cdot P_o} + f_{|\alpha, \eta}(XW) \cdot \frac{10 \cdot W_{\alpha}^{(2)}}{\gamma \beta C \cdot S_{\alpha, \eta}^{(2)} \cdot P_{ow}} ; \quad (22)$$

где  $S_{\alpha, \eta}^{(1,2)}$  - площади нормированных частичных  $f_{|\alpha, \eta}(XS, XW)$  - распе-

делений и используется единичная нормировка интеграла парциальных распределений в пространстве поперечных импульсов.

Оценим максимальную плотность мощности фотонной мишени  $I_{\gamma\Delta}$ , при которой динамический рост порога фотообдирки  $\Delta\epsilon_t$  ещё не оказывает заметного влияния на полученные результаты. С учетом [18] и величин штарковских сдвигов основного состояния электрона и границы непрерывного спектра в лазерном поле  $\mathcal{R}$  это имеет место при  $\Delta\epsilon_t \approx \delta \cdot \mathcal{R}^2/4 + \mathcal{R}^2/4\omega^2 \approx 0.1(\omega - \epsilon_t)$ , где  $\delta$  - динамическая поляризуемость уровня на частоте поля  $\omega$  (для иона  $H^-$  вблизи порога фотообдирки  $\delta \approx 10^3$  а.е. [42]). Отсюда получаем

$$I_{\gamma\Delta} \approx 5 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{C}{\pi} \cdot \frac{\omega - \epsilon_t}{\delta + 1/\epsilon_t^2} \quad (23)$$

Соотношение этой величины и  $I_{\gamma 1,2}$ , при которой  $W_1^{(1)}/W_1^{(2)} \approx 1$ , даёт

$$I_{\gamma 1,2}/I_{\gamma\Delta} \approx 0.37(\omega - \epsilon_t)^{0.5}(\delta + 1/\epsilon_t^2) \approx 8 \cdot 10^2(\omega - \epsilon_t)^{0.5} \quad (24)$$

Для достаточно мощных мишеней влияние сдвига порога однофотонной обдирки на полученные выше результаты можно учесть при замене  $\epsilon_t$  на  $\tilde{\epsilon}_t = \epsilon_t + \Delta\epsilon_t$  и сохранении функциональных зависимостей.

### Заключение

Приведенные результаты детального изучения распределений фотоэлектронов в лабораторной системе отсчета указывают на возможность эффективного управления процессом фотообдирки быстрых ионов  $H^-$  в лазерной мишени. Для задач диагностики подбором мощности излучения, пространственной ориентации импульса и поляризации фотонов возможно реализовать условия передачи необходимой информации о пучке быстрым электронам с максимальной точностью. Следует отметить, что

из-за малой поляризуемости атомного остова  $H^-$  при изучении околопороговой фотообдирки иона в используемой модели не учитывалось постстолкновительное взаимодействие продуктов развала (электрон, атом водорода), которое для других отрицательных ионов может играть важную роль (см., например, [34,43,44]).

### Литература

1. Burgerjon J.J. - Nucl. Instr. and Meth. B, 1985, V.10/11, Pt.2, P.951.
2. Gullickson R.L. - Nucl. Instr. and Meth. B, 1987, V.24/25, P.730.
3. Mc Kenzie-Wilson R.B. - Nucl. Instr. and Meth. B, 1991, V.56/57, Pt.2, P.987.
4. Bowman C.D., Arthur E.D., Lisowski P.W. et al. - Nucl. Instr. and Meth. A, 1992, V.320, Nos.1/2, P.336.
5. Isler R.C. - Plasma Phys. and Contr. Fusion, 1994, V.36, No.2, P.171.
6. Junzo Ishikava, Hiroshi Tsuji et al. - Nucl. Instr. and Meth. B, 1995, V.96, Nos.1/2, P.7.
7. Димов Г.И., Дудников В.Г. - Физика плазмы, 1978, Т.4, N 3, С.692.
8. Cottingham W.B., Boicourt G.P., Cortez J.H. et al. - IEEE Trans. on Nucl. Science. 1985, V.NS-32, No.5, P.1871.
9. Bryant H.C., Donahue J.B., Harris P.G. et al. - Nucl. Instr. and Meth. B, 1991, V.56/57, Pt.1, P.205.
10. Connolly R.C., Johnson K.F., Sandoval D.P., Yuan - Nucl. Instr. and Meth. A, 1992, V.312, No.3, P.415.
11. Artiomov A.S., Avidzba A.A., Vartazarian A.S. - Nucl. Instr. and Meth. A, 1993, V.328, No.3, P.408.
12. Казаков А.Е., Федоров М.В. - Журнал эксперим. и теоретич. физики, 1982, Т.83, Вып.6(12), С.2035.

13. Andrjushin A.I., Fedorov M.V., Kazakov A.E. - Journal of Physics. B, 1984, V.17, No.17, P.3469.
14. Haan S.L., Cooper J. - Journal of Physics. B, 1984, V.17, No.17, P.3481.
15. Войтквив А.Б., Паздзерский В.А. - Оптика и спектроскопия, 1986, Т.61, Вып.6, С.1184.
16. Kuklinski J.R., Lewenstein M. - Journal of Physics. B, 1987, V.20, No.6, P.1387.
17. Киян И.Ю., Крайнов В.П. - Журнал эксперим. и теоретич. физики, 1989, Т.96, Вып.5(11), С.1606.
18. Головинский П.А., Киян И.Ю. - Успехи физич. наук, 1990, Т.160, Вып.6, С.97.
19. Головинский П.А., Киян И.Ю. - Оптика и спектроскопия, 1985, Т.59, N.5, С.988.
20. Демков Ю.Н., Островский В.Н. - Метод потенциалов нулевого радиуса в атомной физике. Ленинград.: Изд-во ЛГУ, 1975, - 240 с.
21. Амусья М.Я. - Атомный фотоэффект. М.: Наука, ГФМЛ, 1987, - 272 с.
22. Hall J.L., Siegel M.W. - Journal of Chem. Phys, 1968, V.48, No.2, P.943.
23. Месси Г. - Отрицательные ионы (пер. с англ.). М.: Мир, 1979, - 754 с.
24. Артемов А.С., Авидзба А.А. - Препринт СФТИ-90-17. М.: ЦНИИатоминформ, 1990, - 13 с.
25. Анциферов В.В., Батурин В.А., Дрёмин Г.И. - Журнал технической физики, 1993, Т.63, Вып.4, С.21.
26. H. Barry Bebb, Albert Gold. - The Physical Review, 1966, V.143, No.1, P.1.
27. Adelman S.A. - Journal of Physics. B, 1973, V.6, No.10, P.1986.
28. Michele Crance, Mireille Aymar - Journal of Physics. B, 1985, V.18, No.17, P.3529.

29. Sydney Geltman - Phys. Rev. A., 1991, V.43, No.9, P.4930.
30. Hugo W. van der Hart - Phys. Rev. A., 1994, V.50, No.3, P.2508.
31. Dixit S.N., Lambropoulos P. - Phys. Rev. A., 1983, V.27, No.2, P.861.
32. Манаков Н.Л., Преображенский М.А., Рапопорт Л.П., Файнштейн А.Г. - Журнал эксперим. и теоретич. физики, 1978, Т.75, Вып.4(10), С.1243.
33. Howard R. Reiss - Phys. Rev. A., 1980, V.22, No.5, P.1786.
34. Головинский П.А., Зон Б.А. - Изв. АН СССР. Сер. физическая, 1981, Т.45, N.12, С.2305.
35. Becker W., Long S., McIver J.K. - Phys. Rev. A., 1990, V.42, No.7, P.4416.
36. Eugene P. Wigner - Phys. Rev., 1948, V.73, No.9, P.1002.
37. Armstrong B.H. - Phys. Rev., 1963, V.131, No.3, P.1132.
38. Bryant N.C., Butterfield K.B., Clark D.A. et al. - Atom. Phys.7: Proc. 7-th Intern. Conf. (Cambridge, Mass., Aug. 4-8, 1980) - New York, London, 1981, P.29.
39. Lykke K.R., Murray K.K., Lineberger W.C. - Phys. Rev. A., 1991, V.43, No.11, P.6104.
40. Geltman S. - Phys. Rev. A., 1990, V.42, No.11, P.6958.
41. Cecil Laughlin, Shin-I Chu - Phys. Rev. A., 1993, V.48, No.6, P.4654.
42. Nicolaidis C.C., Mercouris Th., Picingos N.A. - Journal of Physics. B, 1990, V.23, No.21, P.L669.
43. Кучиев М.Ю., Шейнерман С.А. - Успехи физич. наук, 1989, Т.158, Вып.3, С.353.
44. Blondel C., Delsart C. - Laser Phys., 1993, V.3, No.3, P.699.

Рукопись поступила в издательский отдел  
19 апреля 1996 года.