

С 324.7а

И-851

15/III-71

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2 - 5505

699/2-71



П.С.Исаев, В.И.Хлесков

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

СВЯЗЬ СЕЧЕНИЙ ДЛЯ ПРОЦЕССОВ

$$e^- + e^+ \rightarrow e^- + e^+ + A^- + A^+$$

$$\text{и } \gamma + \gamma \rightarrow A^- + A^+$$

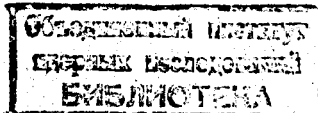
1971

П.С.Исаев, В.И.Хлесков

СВЯЗЬ СЕЧЕНИЙ ДЛЯ ПРОЦЕССОВ

$$e^- + e^+ \rightarrow e^- + e^+ + A^- + A^+$$

и  $\gamma + \gamma \rightarrow A^- + A^+$



## S U M M A R Y

A connection between the cross-section of the  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + A^+A^-$  and  $\mu^+\mu^- \rightarrow A^+A^-$  processes is established in the lower order of perturbation theory.

The kinematics of the collision process  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + A^+A^-$  is chosen such that the virtual space-like photon is very close to the real photon. It means that the "mass" of the virtual photon is close to zero. It can be expressed by the conditions:

$$\frac{|k^4|}{k_0^2} = \frac{|(p_+ - p_+')^2|}{(E_+ - E_+')^2} \ll 1 \quad \text{and} \quad \frac{|k^4|}{k_0^2} = \frac{|(p_- - p_-')^2|}{(E_- - E_-')^2} \ll 1 \quad (I)$$

(see Fig. 1).

The "transversality" condition of the virtual photon should be added to eq.(I). This can be made by comparing the polarization matrix of the  $\mu^+\mu^- \rightarrow A^+A^-$  process with the polarization matrix of the  $A^+A^-$  pair creation process in the collision of the virtual photons.

The  $\mu^+\mu^-$  interaction can be studied by using the relationship between the two cross sections mentioned.

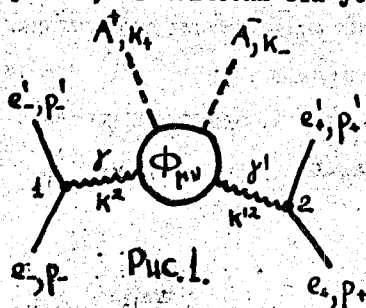
Электрон-позитронные ускорители на встречных пучках (или накопительные кольца) дают возможность не только проверять справедливость квантовой электродинамики, но и исследовать процессы с рождением сильно взаимодействующих частиц:  $\pi$ -мезонов,  $K$ -мезонов, резонансных  $\rho, \omega, \phi$ -мезонов и других. В Новосибирске, ORSAU, Фраскати уже наблюдались многие реакции превращения электрон-позитронных пар в адроны.

В ряде недавно вышедших работ<sup>/1,2/</sup> приводились соображения, что при некоторых кинематических условиях сечение реакции неупругого взаимодействия с рождением пары адронов  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + A^+ + A^-$  может быть сравнимо с сечением аннигиляции пары в адроны  $e^+e^- \rightarrow A^+ + A^-$  и, вероятно, доступно для измерений. Келогеро и Земех<sup>/3/</sup> ещё раньше рассматривали реакции такого типа при взаимодействии электронов.

В определённых кинематических условиях взаимодействие между электроном и позитроном осуществляется через виртуальные пространственно-подобные фотоны, которые очень близки к реальным:

$$\frac{|k|^2}{k_0^2} = \frac{|(p_+ - p_+')|^2}{(E_+ - E_+')^2} \ll 1 \quad \text{и} \quad \frac{|k|^2}{k_0^2} = \frac{|(p_- - p_-')|^2}{(E_- - E_-')^2} \ll 1,$$

где  $k = (k, \vec{k})$  и  $k' = (k_0', \vec{k}')$  — импульсы виртуальных фотонов, а  $p_+ = (E_+, \vec{p}_+)$ ,  $p_+'$ ,  $p_+$  — импульсы электронов и позитронов (см. рис. 1). Физически эти условия и задают такую кинематику.



Для процесса  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \pi^+ \pi^-$  можно выписать 14 диаграмм низшего порядка. Оценки, проведенные в этом приближении теории возмущений, показывают, что для  $|(p-p')^2|, |(p-p'')^2| \sim m^2$  ( $m$  - масса электрона) с точностью не хуже десятых долей процента можно ограничиться рассмотрением только трех диаграмм, которые все учитываются диаграммой, приведенной на рис. I.

Если "массы" виртуальных фотонов  $|k^2|$  и  $|k'^2|$  считать не большими, чем  $\alpha m^2$  и  $\alpha' m^2$  ( $\alpha$  и  $\alpha'$  - числовые множители,  $\alpha, \alpha' = I-IO$ ) соответственно, то их суммарную энергию можно менять в пределах  $2M_A \leq k_+ + k'_+ \leq 2E - E'_{\min} - E_{\min}$  где:  $E_- = E_+ = E$

$$E'_{\min} = \left(\frac{\alpha}{2} + 1\right)E - E \sqrt{\left(\alpha + \frac{\alpha^2}{4}\right)}; \quad E_{\min} = E'_{\min} (\alpha \rightarrow \alpha').$$

Численные значения верхнего предела изменений суммарной энергии виртуальных фотонов даны в табл. I для  $E_+ = E_- = 500$  Мэв и  $\alpha = \alpha' = I+IO$ .

Таблица I.

$\alpha = \alpha'$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$(2E - E'_{\min} - E_{\min})$ мэв	720	750	790	830	860	874	884	894	900	904

Пусть кинематике реакции  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- A^+ A^-$  выбрана указанным выше образом так, что основной вклад в амплитуду даёт только рассматриваемая нами диаграмма, и пусть функция  $\Phi_{\mu\nu}((k+k')^2, (k-k')^2, k^2, k'^2)$  описывает процесс рождения частиц  $A^+$  и  $A^-$  при взаимодействии виртуальных  $\gamma$ -квантов. Множители, соответствующие  $A^+$  и  $A^-$  частицам, будут разными для скалярных, спинорных и векторных частиц. Мы будем считать их включёнными в функцию  $\Phi_{\mu\nu}$ , т.е.  $\Phi_{\mu\nu} = \Phi_{\mu\nu\alpha\beta}^1 \bar{u}^\alpha(k) u^\beta(k_+) 2m_A$

для спиновых частиц,  $\Phi_{\mu\nu} = \Phi_{\mu\nu}^2 \sigma_p \cdot \epsilon^\sigma(k) \epsilon^\rho(k)$  для векторных частиц и  $\Phi_{\mu\nu} = \Phi_{\mu\nu}^3$  - для скалярных частиц. ( $U^\sigma(k)$ ,  $U^\rho(k)$  - спиноры,  $\epsilon^\sigma(k)$ ,  $\epsilon^\rho(k)$  - векторы поляризации). Тогда дифференциальное сечение реакции  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-A^+A^-$  запишется через функцию  $\Phi_{\mu\nu}$  следующим образом:

$$d\sigma_{e^+e^- \rightarrow A^+A^-} = \frac{e^4}{16(2\pi)^8} \frac{1}{E_+ E_- E_+^* E_-^* \omega_+ \omega_-} \frac{1}{(p_- - p_+^*)^4} \frac{1}{(p_+ - p_-^*)^4} \frac{1}{|\vec{V}_+ \cdot \vec{V}_-|} \times \\ \times \Phi_{\mu\nu}^*(k_+ k_+^*, k_+ k_-, k_+^* k_+^*, k_+^* k_+^*) \Phi_{\mu\nu}(k_+ k_+^*, k_+ k_-, k_+^* k_+^*, k_+^* k_+^*) \frac{1}{4} \text{Sp} \{ \gamma^\mu(\hat{p}_+ + m) \gamma^\nu(\hat{p}_+ + m) \} \\ \times \frac{1}{4} \text{Sp} \{ \gamma^\mu(\hat{p}_+ - m) \gamma^\nu(\hat{p}_+ - m) \} \delta^{(4)}(p_+ + p_- - p_+^* - p_-^* - k_+ - k_+) d\vec{p}_+^* d\vec{p}_-^* d\vec{k}_+ d\vec{k}_+^*.$$

здесь  $|\vec{V}_+ \cdot \vec{V}_-| = \sqrt{(p_+ p_-)^2 - p_+^2 p_-^2}$  есть поток сталкивающихся частиц. Введем, следуя Акерлофу и др./4/, матрицы

$$\frac{1}{4} \text{Sp} \{ \gamma^\mu(\hat{p}_+ + m) \gamma^\nu(\hat{p}_+ + m) \} = - (p_+ - p_+^*)^2 e_1^{\mu\nu}$$

$$\frac{1}{4} \text{Sp} \{ \gamma^\mu(\hat{p}_+ - m) \gamma^\nu(\hat{p}_+ - m) \} = - (p_+ - p_+^*)^2 e_2^{\nu\nu}$$

$e_1^{\mu\nu}$  и  $e_2^{\nu\nu}$  есть поляризационные матрицы плотности

виртуальных фотонов. Действительно, если вычислить, например,  $e_1^{\mu\nu}$  в системе Брайта для электрона в начальном и конечном состоянии, то

$$e_1^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{m^2}{2 p_+^2} \end{pmatrix}$$

В этой системе неполяризованный электрон должен порождать неполяризованный фотон, так как для релятивистского электрона спиральность равна  $\pm 1$  и он может вдоль оси  $z$  передать момент  $\pm 1$ . Следовательно, рожденный фотон, импульс которого направлен вдоль оси  $z$  в системе Брайта, может иметь проекцию

спине  $+1$  или  $-1$ , что соответствует двум его поперечным поляризациям<sup>15/</sup>. Оба значения спиральности релятивистского электрона и поляризации виртуального фотона равновероятны. Временная компонента связана с существованием массы у релятивистского электрона.

В произвольной системе координат поляризационные матрицы плотности  $e_1^{\mu\nu}$  и  $e_2^{\nu\nu'}$  имеют вид:

$$e_1^{\mu\nu} = -\frac{1}{2}g^{\mu\nu} - \frac{p_+^{\mu}p_+^{\nu} + p_-^{\mu}p_-^{\nu}}{(p_+ - p_-)^2}$$

$$e_2^{\nu\nu'} = -\frac{1}{2}g^{\nu\nu'} - \frac{p_+^{\nu}p_+^{\nu'} + p_-^{\nu}p_-^{\nu'}}{(p_+ - p_-)^2}$$

Если вычислить эти матрицы в системе отсчёта с осями  $x, y, z$ , направленными вдоль  $(\vec{k} \times \vec{p}_-)$ ,  $\vec{k}$ ,  $\vec{k} \times \vec{p}_+$  и  $\vec{k}$  соответственно, где  $\vec{k} = \vec{p}_- - \vec{p}_+$ , то в них будут присутствовать и поперечные, и временные, и продольные компоненты.

Чтобы исключить временные компоненты матрицы плотности, можно воспользоваться калибровочной инвариантностью или законом сохранения токов.

Пусть для определенности  $A^+ = \bar{\pi}^+$  и  $A^- = \bar{\pi}^-$ . Полный гамильтониан взаимодействия записывается в форме

$$\mathcal{H}_{int} = \int_{\mu}^e(x) A^{\mu}(x) + \int_{\mu}^{\bar{\pi}}(x) A^{\mu}(x)$$

где:  $\int_{\mu}^e(x)$  — дираковский ток,  
 $\int_{\mu}^{\bar{\pi}}(x)$  — ток заряженных мезонов.

Оба эти тока удовлетворяют закону сохранения:

$$\frac{\partial \int_{\mu}^e(x)}{\partial x_{\mu}} = 0 \quad \text{и} \quad \frac{\partial \int_{\mu}^{\bar{\pi}}(x)}{\partial x_{\mu}} = 0.$$

Вершинам 1 и 2 на рис. 1 соответствуют дираковские токи, которые будут свёрнуты с мезонными токами, входящими в функцию  $\Phi_{\mu\nu}((k+k')^2, (k-k')^2, k^2, k'^2)$ . В импульсном представлении временные компоненты токов выражаются через пространственные [6]:

$$j_{\mu}^e(k) j_{\nu}^M(k) = -(\bar{j}_{\mu}^e(k) \bar{j}_{\nu}^M(k)) + \frac{(\bar{j}_{\mu}^e(k) \bar{K})(\bar{j}_{\nu}^M(k) \bar{K})}{K_0^2},$$

где  $K^{\mu} = (p - p')^{\mu}$ .

В выбранной нами системе координат импульс  $\bar{K}$  направлен по оси  $Z$  ( $K_x = K_y = 0$ ), т.е.

$$j_{\mu}^e(k) j_{\nu}^M(k) = -j_x^e(k) j_{\nu}^M(k) - j_y^e(k) j_{\nu}^M(k) - \frac{K^2}{K_0^2} j_z^e(k) j_{\nu}^M(k).$$

Если теперь не учитывать в поляризационной матрице плотности фотона временные компоненты, то компоненты с одним индексом  $Z$  следует домножить на  $\frac{K^2}{K_0^2}$ , а с двумя — на  $\frac{K^4}{K_0^4}$  (каждый индекс суммирования связан с подобной свёрткой токов и процедурой исключения).

Теперь поляризационная матрица плотности виртуального фотона примет вид

$$e_{\mu}^{\nu} e_{\rho}^{\sigma} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} - \frac{2\bar{p}^2 \bar{p}'^2}{K^2 k^2} \sin^2 \vartheta_e & 0 & -\frac{|\bar{p} \cdot \bar{p}'|}{|K| K_0^2} (\sin \vartheta_e) |1| \\ 0 & \frac{1}{2} & 0 \\ -\frac{|\bar{p} \cdot \bar{p}'|}{K_0^2 |K|} (\sin \vartheta_e) |1| & 0 & \left(\frac{1}{2} - \frac{2|\bar{p} \cdot \bar{p}'|}{K^2} (x)\right) \frac{K^4}{K_0^4} \end{pmatrix}$$

Здесь:  $|1| = |\bar{p} - \bar{p}'| \sqrt{1 - \frac{\bar{p}^2}{K^2} \sin^2 \vartheta_e} + |\bar{p}'| \sqrt{1 - \frac{\bar{p}'^2}{K^2} \sin^2 \vartheta_e}$

$$(x) = \sqrt{1 - \frac{\bar{p}^2}{K^2} \sin^2 \vartheta_e} \sqrt{1 - \frac{\bar{p}'^2}{K^2} \sin^2 \vartheta_e}$$

$\vartheta_e$  — угол между  $\bar{p}$  и  $\bar{p}'$ .



Заметим, что для малых  $\frac{k^2}{k_0^2}$  величины  $\gamma_{\mu\nu}^2 \delta_{\epsilon}$  тоже очень мале и продольные компоненты матрицы малы в сравнении с поперечными. При  $\gamma_{\mu\nu} \delta_{\epsilon} = 0$  ( $\delta_{\epsilon} = 0$ ) и  $k^2 \rightarrow 0$   $e_i^{\mu} \Gamma^{\nu}$  переходит в матрицу поляризации полностью неполяризованного поперечного света.

Реальному процессу взаимодействия света со светом с образованием пары частиц  $A^+$  и  $A^-$  соответствует диаграмма на рис. 2

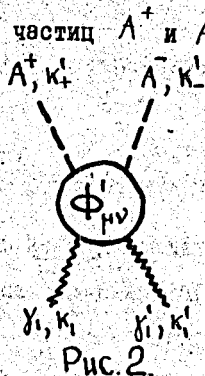


Рис. 2

Дифференциальное сечение этого процесса есть:

$$d\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow A^+A^-} = \frac{1}{16(2\pi)^2} \frac{1}{k_+^0 k_-^0 \omega_+ \omega_-} \Phi_{\mu\nu}^i(k_+, k_-) \Phi_{\mu\nu}^i(k_+, k_-) e^{\mu\nu} e^{\mu\nu} \frac{1}{(1 - \frac{(k_+, k_-)}{k_+^0 k_-^0})} \delta^{(4)}(k_+ + k_- - k_+ - k_-) d\vec{k}_+ d\vec{k}_-$$

$e^{\mu\nu} e^{\mu\nu}$  - поляризационные матрицы плотности реальных фотонов,  $\Phi_{\mu\nu}^i(k_+, k_-) = \Phi_{\mu\nu}^i(k_+, k_-)$ ,  $k_+^2 = 0$ ,  $k_-^2 = 0$ .

Рассмотрим эту реакцию для энергий фотонов, которые соответствуют энергиям виртуальных  $\gamma$  - квантов в предыдущей реакции, т.е. положим  $E_+ = E_+^i = k_+^0 = k_+^i{}^0$  и  $E_- = E_-^i = k_-^0 = k_-^i{}^0$ . Положим также, что  $\omega_+ = \omega_+^i$ ,  $\omega_- = \omega_-^i$  и  $\vartheta = (\widehat{k}_+, \widehat{k}_-)$  равен  $\vartheta^i = (\widehat{k}_+, \widehat{k}_-)$  ( $A^-$  частицы наблюдаются под одним углом и к виртуальным и к реальным фотонам). Тогда

$$(k_+ + k_+')^2 = (k + k')^2 + \alpha m^2 \left(1 - \frac{k_+^0}{k_+^0} \cos \varphi\right) + \alpha' m^2 \left(1 - \frac{k_+^0}{k_+^0} \cos \varphi\right)$$

$$(k_- - k_-')^2 = (k - k_-)^2 + \alpha m^2 \left(1 - \frac{|k_-|}{k_+} \cos \varphi\right)$$

$$\text{где: } (\widehat{k}, \widehat{k}') = (\widehat{k}_+, \widehat{k}') = \varphi + \pi.$$

Если в реакции  $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- + A^+ + A^-$  виртуальные фотоны считать встречными ( $\delta_{e^-} = \delta_{e^+} = \varphi = 0$ ), то входящие в сечение поляризационные матрицы плотности будут иметь только диагональные компоненты:  $(x, x)$  и  $(y, y)$ , равные  $\frac{1}{2}$ , а  $(z, z)$  компонента будет мала. Фотоны в реакции  $\gamma_1 + \gamma_1' \rightarrow A^+ + A^-$  тоже будем считать встречными и неполяризованными с матрицей плотности, равной

$$\begin{pmatrix} \frac{1}{2} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

В таком случае с точностью до членов порядка  $\alpha m^2, \alpha' m^2$  будет справедливо равенство:

$$\Phi_{\mu\nu}^{1*} \left( (k_+ + k_+')^2 + \alpha' m^2 \left(1 + \frac{k_+^0}{k_+^0}\right) + \alpha m^2 \left(1 + \frac{k_+^0}{k_+^0}\right), (k_- - k_-')^2 + \alpha m^2 \left(1 - \frac{|k_-|}{k_+} \cos \varphi\right) \right) \times \\ \times \Phi_{\mu'\nu'}^1(\dots) e^{iM'} e^{i\nu\nu'} \approx \Phi_{\mu\nu}^* \left( (k_+ + k_+')^2, (k_- - k_-')^2, -\alpha m^2, -\alpha' m^2 \right) \Phi_{\mu'\nu'}^1(\dots) e_1^{iM'} e_2^{i\nu\nu'}$$

Принтегрируем теперь дифференциальное сечение реакции

$e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- + A^+ + A^-$  по  $d\vec{p}'_+$  и  $dE'_-$ , а сечение процесса  $\gamma_1 + \gamma_1' \rightarrow A^+ + A^-$  по  $d\vec{k}_+$  и  $d\omega_-$  тогда получим

$$\frac{d\sigma_{ee \rightarrow A^+ A^-}}{d\omega_- d\Omega_- d\Omega_+ d\Omega_e} = \frac{e^4}{64(2\pi)^8} \frac{|\vec{k}_+| |\vec{k}_+| E_-'}{E^2 E_+' (p_- - p_+' \gamma) (p_- - p_+)^2} \Phi_{\mu\nu}^* \Phi_{\mu'\nu'}^1 e_1^{iM'} e_2^{i\nu\nu'}$$

$$\frac{d\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow A^+ A^-}}{d\Omega_A} = \frac{1}{32(2\pi)^2} \frac{|\vec{k}_+|}{\omega_+ (E_- - E_+) (E_- - E_+')} \frac{1}{\left|1 - \frac{\omega_-}{\omega_+} \frac{(\vec{k}_+ \vec{k}_+)}{k_+^2}\right|} \Phi_{\mu\nu}^{1*} \Phi_{\mu'\nu'}^1 e_1^{iM'} e_2^{i\nu\nu'}$$

С учетом сделанных выше предположений:

$$k_1^0 = k_1^{\prime 0} = E - E_1'; \quad k_1^{\prime 0} = k_1^0 = E - E_1'; \quad \Omega = (\hat{k}, \hat{k}') = \Omega' = (\hat{k}_1, \hat{k}_1')$$

и  $\omega_+ = \omega_+' ; \quad \omega_- = \omega_-'$  можно установить связь дифференциальных сечений:

$$\frac{d\sigma_{ee \rightarrow A^+ A^-}}{d\omega dR_A d\omega_+ dR_{A^+} dR_{e^-}} = \frac{d\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow A^+ A^-}}{dR_A} = \frac{1}{2} \left( \frac{e^2}{(2\pi)^3} \right)^2 \sqrt{\omega_+^2 - M_A^2} \frac{E_1' (E - E_1') (E - E_1') \omega_+}{E_1'^2 (p_+ - p_1')^2 (p_+ - p_1')^2} \left| 1 - \frac{\omega_+ (\hat{k}, \hat{k}_1')}{\omega_+ \hat{k}^2} \right|.$$

Это соотношение показывает, что если в реакции  $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- A^+ A^-$  зарегистрировать направление вылета электрона после реакции вдоль первоначального, а  $A^-$  и  $A^+$  частицы детектировать в таких направлениях, которые обеспечивают параллельность их суммарного импульса этому направлению, то дифференциальное сечение процесса  $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- A^+ A^-$  связано с помощью кинематического множителя с дифференциальным сечением реакции  $\gamma + \gamma \rightarrow A^+ + A^-$  для того же угла вылета  $A^-$  частицы к прямой линии, вдоль которой сталкиваются фотоны.

Приведённая формула упрощается в случае центрально-симметричной кинематики с равными энергиями частиц  $A^+$  и  $A^-$ .

$$\frac{d\sigma_{ee \rightarrow A^+ A^-}}{d\omega dR_A d\omega_+ dR_{A^+} dR_{e^-}} = \left( \frac{e^2}{(2\pi)^3} \right)^2 \sqrt{\omega^2 - M_A^2} \cdot \frac{\omega^3}{E^2 (p_+ - p_1')^2 (p_+ - p_1')^2}$$

В этом случае частицы  $A^+$  и  $A^-$  регистрируются в противоположных направлениях.

Справедливость полученных соотношений зависит от точности совпадения  $\Phi_{\mu\nu}^* \Phi_{\mu'\nu'} e^{i\mu\omega} e^{i\nu\omega}$  и  $\Phi_{\mu\nu}^* \Phi_{\mu'\nu'} e^{i\mu\omega} e^{i\nu\omega}$  в одинаковых кинематических условиях, что, в свою очередь, определяется близостью виртуальных  $\mu$  - квантов к реальным. Под "близостью" понимается малость отношения  $\frac{\omega m^2}{k^0 \omega^2} \ll 1$  и малость отношения  $\frac{4(\vec{p}\vec{p}')^2}{E^2 \omega^2} \ll 1$ , что обеспечивает "поперечность" поляризации виртуального фотона. Следует подчеркнуть, что на малость второго отношения, характеризующего физические свойства виртуального фотона, во многих работах, посвященных поискам возможных путей исследования взаимодействия света со светом, не обращают внимания.

Кривая зависимости кинематического фактора от энергии фотонов или частиц  $\mathcal{J}^+$  и  $\mathcal{J}^-$  (для симметричного случая они равны) показана на рис. 3.

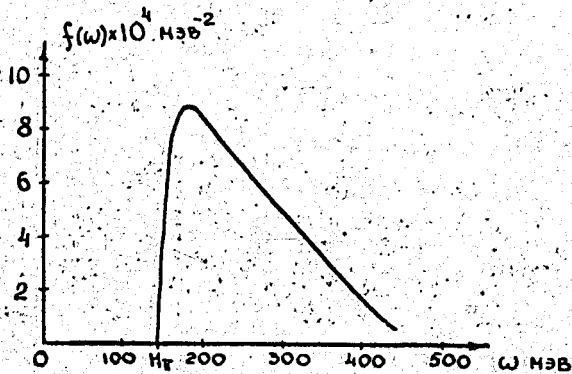


Рис. 3. График функции

$$f(\omega) = \frac{\frac{d\sigma_{\text{св}}^+ \text{ и } \sigma_{\text{св}}^-}{d\omega d\Omega_T d\omega' d\Omega_T' d\Omega_e}}{d\Omega_{\mu\nu}^+ \text{ и } \Omega_{\mu\nu}^-} \quad \text{где}$$

случай симметричной кинематики.  
Энергия первоначальных лучей  $E = 500$  МэВ.

формула связи дифференциального сечения глубоко неупругого взаимодействия электронов с позитронами с полным сечением рассеяния "массивного" света на "массивном" свете была недавно получена Балакиным, Будневым и Гинзбургом<sup>17</sup>.

В заключение авторы приносят благодарность С.М.Биленькому И.Ф.Гинзбургу, А.В.Ефремову и Р.И.Мурадянцу за полезные дискуссии.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. N.Arteaga-Romero, A.Jaccarini, P.Kessler. Laboratoire de Physique atomique et moleculaire. PAM 7002 Avvil 1970.
2. N.Arteaga-Romero, A.Jaccarini, P.Kessler, C.R.Acad.Sc. Paros 269 B, 153, II29 (1969).
3. F.Calogero, C.Zemach. Phys.Rev. 120, 1860 (1960).
4. C.W.Akerlof, W.W.Ash, K.Berkelman, C.A.Lichtenstein, A.Ramanauskas and R.H.Sieman. Phys.Rev. 163, 1482 (1967).
5. См. сноску № 47 в статье С.В.Акерлоф и др.
6. R.H.Dalitz, D.R.Yennie. Phys.Rev. 105, 1598 (1957).
7. В.Е.Балакин, В.М.Буднев, И.Ф.Гинзбург. Письма в ЖЭТФ, II, 559, 1970.

Рукопись поступила в издательский отдел  
10 декабря 1970 года.