

Результаты анализа устойчивости двумерных структур представлены на рис. 1. Области неустойчивости заштрихованы. Для структур с волновыми числами, заключенными в интервале  $k_1 \leq k < k_3$ , "опасными" являются возмущения с  $\tilde{k} = k + p$  ( $p > 0$ ). Для интервала  $k_4 < k \leq k_2$ , наоборот, "опасными" являются более длинноволновые возмущения с  $\tilde{k} = k - p$ . При  $k = k_1$  либо  $k = k_2$  двумерная структура вырождается в плоский фронт, поэтому спектр инкрементов совпадает со спектром тривиального решения: неустойчивы все возмущения из интервала  $k_1 < \tilde{k} < k_2$ . При смещении волнового числа исследуемой структуры к границам области устойчивости ( $k \rightarrow k_3, k < k_3$  или  $k \rightarrow k_4, k > k_4$ ) спектр неустойчивых возмущений становится более узким, а его правая (левая) граница стремится к  $k_3$  (соответственно  $k_4$ ) с противоположной стороны и смыкается с ней при  $k = k_3$  ( $k = k_4$ ).

В качестве примера на рис. 1 показаны смещение границы спектра неустойчивых возмущений стационарных структур (стрелки на оси  $k$ ) и положения максимума соответствующего инкремента (стрелки в верхней полуплоскости) при изменении волнового числа исследуемой структуры от  $k_1$  до  $k_3$ . Стрелкой в нижней полуплоскости показан распад неустойчивой структуры с  $k < k_3$  в результате роста возмущения с  $k > k_3$ .

Проведенный анализ дает общую качественную картину нелинейной эволюции неустойчивого фронта испарения. Из него следуют, в частности, условия существования и устойчивости двумерных квазистационарных структур. Отметим в заключение, что результаты большого числа экспериментов по испарению тел под действием лазерного (электронного) луча вполне согласуются с предположением о том, что фронт испарения не является плоским.

Авторы глубоко благодарны Я.Б. Зельдовичу за обсуждение работы и ценные критические замечания.

Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау  
Академии наук СССР,  
Черноголовка Московской обл.

Поступило  
22 VII 1981

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Анисимов С.И., Трибельский М.И., Эпельбаум Я.Г. — ЖЭТФ, 1980, т. 78, № 4, с. 1597.
2. Физико-химические свойства элементов/Под ред. Г.В. Самсонова. Киев: Наукова думка, 1965.
3. Алдушин А.П., Зельдович Я.Б., Маломед Б.А. — ДАН, 1980, т. 251, № 5, с. 1102; Препринт ИКИ АН СССР ПР-596, М., 1980.

УДК 539.12

Ф И З И К А

Академик АН УССР А.И. АХИЕЗЕР, М.П. РЕКАЛО

### ВЫБИВАНИЕ ЧАСТИЦ ПРИ РАССЕЯНИИ ЭЛЕКТРОНОВ И НЕЙТРИНО ЯДРАМИ И НЕЙТРАЛЬНЫЕ СЛАБЫЕ ТОКИ

1. В данной статье мы рассмотрим проявления нейтральных слабых токов в процессах  $e^- + A \rightarrow e^- + h + A'$  и  $\nu + A \rightarrow \nu + h + A'$  ( $A$  и  $A'$  — некоторые ядра,  $h$  — адрон, выбиваемый из ядра,  $h = p, n, d$  и т.д.). В процессах  $e^- + A \rightarrow e^- + h + A'$  эти токи должны приводить к появлению  $P$ -нечетных эффектов (обусловленных интерференцией амплитуд однофотонного и  $Z$ -бозонного механизмов). Существование такой  $P$ -нечетной интерференции доказано в опытах по рассеянию продольно поляризован-

ных электронов [1], а также в опытах по измерению  $P$ -нечетного поворота плоскости поляризации лазерного света при прохождении его через пары атомарного висмута [2].

Привлекательным свойством процессов  $e^- + A \rightarrow e^- + h + A'$  с регистрацией двух частиц в конечном состоянии является то, что  $P$ -нечетные эффекты могут возникать даже при столкновении неполяризованных частиц. Это связано с возможностью сконструировать из трех импульсов  $k_1$ ,  $k_2$  и  $p$  (начального и рассеянного электронов и адрона  $h$ ) псевдоскаляр  $p \cdot k_1 \times k_2$ . Принципиальным моментом здесь является тот факт, что эта  $P$ -нечетная корреляция является одновременно и  $T$ -нечетной, а следовательно, она может возникать только при взаимодействии адронов в конечном состоянии. При рассеянии же электронов с продольной поляризацией могут возникать  $P$ -нечетные корреляции, которые выживают и при выключенном взаимодействии адронов в конечном состоянии.

Подчеркнем, что характер этих  $P$ -нечетных корреляций может быть предсказан в общем виде, не апеллируя к деталям динамики обсуждаемых процессов. Мы покажем, что, основываясь только на самых общих свойствах электромагнитного и нейтрального слабого токов адронов, можно установить зависимость  $P$ -нечетных эффектов от кинематических характеристик начального и конечного электронов. Эта универсальная зависимость не связана с типом частиц  $A$ ,  $A'$  и  $h$  и определяется только такими фундаментальными принципами, как локальность слабого взаимодействия лептонов с адронами, сохранение электромагнитного тока адронов и векторная природа  $\gamma$ -кванта и  $Z$ -бозона. Сечение столкновения неполяризованных частиц  $e^- + A \rightarrow e^- + h + A'$  с регистрацией двух частиц в конечном состоянии определяется шестью кинематическими переменными:  $\epsilon_2$ ,  $\theta_e$  (энергия и угол рассеяния электрона в лабораторной системе),  $W$ ,  $\theta_h$  (полная энергия системы  $h + A'$  и угол образования  $h$  в с.ц.и. частиц  $h + A'$ ),  $\varphi$  (угол между плоскостью рассеяния электрона и плоскостью конечных адронов) и массой  $A'$  (в общем  $A'$  может представлять систему частиц). Привлекая указанные общие принципы, можно показать, что зависимость только от четырех перечисленных переменных имеет динамический характер, зависимость же от других двух переменных, а именно, от угла  $\varphi$  и определенной комбинации  $k$  величин  $\epsilon_1$ ,  $\epsilon_2$  и  $\theta_e(k^{-1} = 1 - 2k^2 \operatorname{tg}^2 \frac{\theta_e}{2} / k^2$ ,  $k(k) = 3(4)$ -импульс, переданный адронам) может быть установлена явно.

2. Дифференциальное сечение процесса  $e + A \rightarrow e + h + A'$  (с неполяризованными частицами в начальном и конечном состоянии) с учетом вклада механизма, отвечающего обмену  $Z$ -бозоном, можно записать в виде

$$(1) \quad \frac{d\sigma(eA \rightarrow ehA')}{d\epsilon_2 d\Omega_e d\Omega_h} = \frac{\alpha^2}{64\pi^3} \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \frac{|q|X}{MWk^4}, \quad \alpha = \frac{e^2}{4\pi},$$

$$X = l_{\mu\nu} V_{\mu\nu} + 2G_{eff}(vl_{\mu\nu} I_{\mu\nu}^{(a)} \mp al_{\mu\nu}^{(a)} I_{\mu\nu}^{(v)}), \quad G_{eff} = -\frac{Gk^2}{\sqrt{2}e^2},$$

$$l_{\mu\nu} = 2k_{1\mu}k_{2\nu} + 2k_{1\nu}k_{2\mu} + g_{\mu\nu}k^2, \quad l_{\mu\nu}^{(a)} = 2i\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} k_{1\alpha}k_{2\beta},$$

$$V_{\mu\nu} = \overline{J_\mu J_\nu^*}, \quad 2I_{\mu\nu}^{(a)} = \overline{J_\mu A_\nu^* + A_\mu J_\nu^*}, \quad 2I_{\mu\nu}^{(v)} = \overline{J_\mu V_\nu^* + V_\mu J_\nu^*},$$

где  $q$  — импульс адрона  $h$  в с.ц.и.  $\gamma^* + A$  ( $\gamma^*$  — виртуальный фотон),  $J_\mu$  — электромагнитный ток перехода  $A \rightarrow A' + h$ ;  $V_\mu(A_\mu)$  — векторная (аксиальная) часть нейтрального слабого тока перехода  $A \rightarrow h + A'$ ; черта в определении тензоров  $V_{\mu\nu}$  и  $I_{\mu\nu}^{(v,d)}$  обозначает суммирование по поляризациям адронов в  $h + A'$  и усреднение по поляризации

начального адрона  $A$ ;  $v$  и  $a$  – константы нейтрального слабого тока электрона; верхний знак отвечает рассеянию электронов, нижний – позитронов;  $d\Omega_e$  – элемент телесного угла рассеянного электрона в лабораторной системе,  $d\Omega_h$  – элемент телесного угла  $h$  в с.ц.и. системы ( $h + A'$ ).

Зависимость  $P$ -нечетного вклада  $I_{\mu\nu} V_{\mu\nu}$  в дифференциальное сечение процесса  $e + A \rightarrow e + h + A'$  от переменных  $\varphi$  и  $\kappa$  была установлена ранее [3, 4]. Для  $P$ -нечетных вкладов в дифференциальное сечение, обусловленных нейтральными слабыми токами, можно получить следующее выражение:

$$(2) \quad I_{\mu\nu} I_{\mu\nu}^{(a)} = \frac{(-k^2)}{1-\kappa} \left[ \kappa \sin 2\varphi (I_{xy}^{(a)} + I_{yx}^{(a)}) + \sin \varphi \sqrt{2\kappa(1+\kappa)} \frac{k_0^2}{-k^2} \times \right. \\ \left. \times \left( I_{yz}^{(a)} + I_{zy}^{(a)} - \frac{|\mathbf{k}|}{k_0} (I_{y0}^{(a)} + I_{0y}^{(a)}) \right) \right], \\ I_{\mu\nu}^{(a)} I_{\mu\nu}^{(v)} = -ik^2 \frac{\sin \varphi}{1-\kappa} \sqrt{2\kappa(1-\kappa)} \frac{(-k^2)}{k_0^2} (I_{xz}^{(v)} - I_{zx}^{(v)}).$$

(Мы использовали здесь систему координат с плоскостью  $xz$ , совпадающей с плоскостью реакции  $\gamma^* + A \rightarrow A' + h$ , ось  $z$  при этом направлена вдоль импульса  $\mathbf{k}$ .)

Из (2) видно, что при рассеянии неполяризованных электронов на неполяризованной мишени возникают  $P$ -нечетные корреляции  $\sin \varphi$  и  $\sin 2\varphi$ , причем корреляция  $\sin 2\varphi$  обусловлена нарушением  $P$ -инвариантности только в адронных взаимодействиях. Но обе эти корреляции обусловлены в обязательном порядке эффектами взаимодействия адронов в конечном состоянии: при отсутствии взаимодействия в конечном состоянии тензор  $I_{\mu\nu}^{(a)}$  должен быть антисимметричным, а тензор  $I_{\mu\nu}^{(v)}$  – симметричным.

3. Наиболее эффективным средством изучения  $P$ -нечетных эффектов в процессах  $e + A \rightarrow e + A' + h$  является рассеяние продольно поляризованных электронов. Дифференциальное сечение в этом случае может быть получено из (1) заменой  $X \rightarrow X + \lambda X_1$ , причем величина  $X_1$  определяется формулой

$$(3) \quad X_1 = i \sin \varphi \sqrt{2\kappa(1-\kappa)} \frac{-k^2}{k_0^2} (V_{xz} - V_{zx}) + iv G_{eff} \sqrt{1-\kappa} \times \\ \times \left[ \sqrt{1+\kappa} (I_{xy}^{(a)} - I_{yx}^{(a)}) + \cos \varphi \sqrt{2\kappa} \frac{k_0^2}{-k^2} \left( I_{yz}^{(a)} - I_{zy}^{(a)} - \frac{|\mathbf{k}|}{k_0} (I_{y0}^{(a)} - I_{0y}^{(a)}) \right) \right] \pm \\ \pm a G_{eff} \left[ I_{xx}^{(v)} + I_{yy}^{(v)} + \kappa \cos 2\varphi (I_{xx}^{(v)} - I_{yy}^{(v)}) - 2\kappa \frac{k^2}{k_0^2} I_{zz}^{(v)} - \right. \\ \left. - \cos \varphi \sqrt{2\kappa(1+\kappa)} \frac{-k^2}{k_0^2} (I_{xz}^{(v)} + I_{zx}^{(v)}) + \kappa \sin 2\varphi (I_{xy}^{(a)} + I_{yx}^{(a)}) + \right. \\ \left. + \sin \varphi \left( I_{yz}^{(a)} + I_{zy}^{(a)} - \frac{|\mathbf{k}|}{k_0} (I_{y0}^{(a)} + I_{0y}^{(a)}) \right) \right],$$

где  $\lambda = \pm 1$ , в зависимости от взаимной ориентации спина и импульса начального электрона.

Если вкладом слабого механизма пренебречь, то возникающая при рассеянии продольно поляризованных электронов асимметрия зависит от угла  $\varphi$  как  $\sin \varphi$ .  $P$ -нечетный вклад в асимметрию рассеяния продольно поляризованных лептонов приво-

дит к следующим зависимостям от азимутального угла: 1,  $\cos \varphi$  и  $\cos 2\varphi$ . Зависимость  $\cos 2\varphi$  обусловлена нарушением  $P$ -инвариантности как в лептонной, так и в адронных вершинах, но эти механизмы обуславливают разную зависимость от величины  $\kappa$ . Если  $P$ -инвариантность нарушена в обеих вершинах, то  $P$ -четный вклад в дифференциальное сечение характеризуется следующими  $\varphi$ -зависимостями:  $\sin \varphi$  и  $\sin 2\varphi$ . Но эти  $P$ -четные вклады отличаются знаком для рассеяния электронов и позитронов. Заметим, что при  $\kappa \rightarrow 1$  асимметрия рассеяния продольно поляризованных лептонов обусловлена нарушением  $P$ -инвариантности только в лептонной вершине.

4. Таким же способом можно установить структуру дифференциальных сечений процессов  $\nu(\bar{\nu}) + A \rightarrow \mu^-(\mu^+) + h + A''$  и  $\nu(\bar{\nu}) + A \rightarrow \nu(\bar{\nu}) + h + A'$ , определяемых заряженными и нейтральными слабыми токами. Мы не будем конкретизировать механизмы этих процессов, но воспользуемся  $V-A$ -структурой токов перехода  $\nu \rightarrow \nu$  и  $\nu \rightarrow \mu$ . Тогда дифференциальное сечение любого из процессов  $\nu + A \rightarrow \nu + h + A'$  и  $\nu + A \rightarrow \mu^- + h + A''$  можно записать в виде

$$d\sigma = \frac{G^2}{\pi^5 2^9} \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \frac{|q| (-k^2)}{1 - \kappa} \frac{X^u}{MW} d\epsilon_2 d\Omega_e d\Omega_h,$$

$$X^{(u)} = P_{xx} + P_{yy} + \kappa \cos 2\varphi (P_{xx} - P_{yy}) - 2\kappa \frac{k_0^2}{k^2} \left[ P_{zz} + \frac{k^2}{k_0^2} P_{00} - \frac{|k|}{k_0} (P_{z0} + P_{0z}) \right] +$$

$$+ 2\kappa \sin 2\varphi (I_{xy} + I_{yx}) + \cos \varphi \sqrt{2\kappa(1 + \kappa)} \frac{k_0^2}{-k^2} \left[ P_{xz} + P_{zx} - \frac{|k|}{k_0} (P_{x0} + P_{0x}) \right] +$$

$$+ 2 \sin \varphi \sqrt{2\kappa(1 + \kappa)} \frac{k_0^2}{-k^2} \left[ I_{yz} + I_{zy} - \frac{|k|}{k_0} (I_{y0} + I_{0y}) \right] \pm$$

$$\pm i \sqrt{1 - \kappa} \left\{ \sqrt{1 + \kappa} (I_{xy} - I_{yx}) + \cos \varphi \sqrt{2\kappa} \frac{k_0^2}{-k^2} \left[ P_{yz} - P_{zy} - \right. \right.$$

$$\left. \left. - \frac{|k|}{k_0} (P_{y0} - P_{0y}) \right] + \sin \varphi \sqrt{2\kappa} \frac{k_0^2}{-k^2} \left[ P_{xz} - P_{zx} - \frac{k}{k_0} (P_{x0} - P_{0x}) \right] \right\},$$

где  $P_{\mu\nu} = A_{\mu\nu} + V_{\mu\nu}$ ,  $I_{\mu\nu} = A_{\mu\nu} V_{\nu}^* + A_{\nu}^* V_{\mu}$ ,  $A_{\mu\nu} = \overline{A_{\mu} A_{\nu}^*}$ ,  $V_{\mu\nu} = \overline{V_{\mu} V_{\nu}^*}$ ,  $V_{\mu}$  и  $A_{\mu}$  — векторная и аксиальная части нейтрального (для  $\nu + A \rightarrow \nu + h + A'$ ) и заряженного (для  $\nu + A \rightarrow \mu^- + h + A''$ ) адронных токов.

Заметим, что в пренебрежении эффектами взаимодействия адронов в конечном состоянии тензор  $P_{\mu\nu}$  должен быть симметричным, а тензор  $I_{\mu\nu}$  — антисимметричным, т.е.  $\sin \varphi$ - и  $\sin 2\varphi$ -корреляции целиком определяются  $h + A'$ -взаимодействием.

5. В заключение подчеркнем, что  $P$ -нечетные эффекты в  $e^- + A \rightarrow e^- + h + A'$ , обусловленные нейтральными слабыми токами (при образовании нуклона или  $\Delta$ -изобары,  $h = N, \Delta$ ), могут быть измерены при больших значениях квадрата переданного импульса по сравнению с процессами упругого ( $e^- + A \rightarrow e^- + A$ ) или неупругого ( $e^- + A \rightarrow e^- + A'$ ) рассеяния. Суть в том, что масштаб  $P$ -нечетных эффектов, определяясь величиной  $G_{eff} \approx 10^{-4} (-k^2) / \text{ГэВ}^2$ , растет с ростом  $(-k^2)$ , а масштаб сечений  $e^- + A \rightarrow e^- + h + A'$  определяется поведением форм-фактора адрона. Поэтому сечения процессов  $e^- + A \rightarrow e^- + h + A'$  будут убывать с ростом  $(-k^2)$  значительно медленнее сечений процессов  $e^- + A \rightarrow e^- + A(A')$ . При этом  $P$ -нечетные эффекты при столкновении неполяризованных частиц должны характеризоваться асимметрией вылета адрона  $h$  относительно плоскости рассеяния электрона.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Prescott C.Y., Atwood W.B., Cottrell K.L.A. et al. — Phys. Lett., 1978, vol. 77B, p. 347.
2. Барков Л.М., Золотарев М.С., Хрунцов И.Б. — УФН, 1980, т. 132, с. 409.
3. De Forest T. — Ann. Phys., 1967, vol. 45, p. 365.
4. Pritchett P.L., Walecka J.D., Zucker P.A. — Phys. Rev., 1969, vol. 184, p. 1825.
5. Donnelly T.W., Peccei R.D. — Phys. Rep., 1979, vol. 50, p. 1.
6. Feinberg G. — Phys. Rev., 1975, vol. D12, p. 3575.
7. Walecka J.D. — Nacl. Phys., 1977, vol. A285, p. 349.

УДК 621.385.69

Ф И З И К А

А.А. ВЕРТИЙ, академик АН УССР В.П. ШЕСТОПАЛОВ

### ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ГЕНЕРАТОРАХ ДИФРАКЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ — ЛАЗЕРАХ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

В первых экспериментах [1], проводимых в оптическом диапазоне, имелись существенные трудности в доказательстве открытия нового радиационного эффекта — дифракционного излучения, возникающего при равномерном и прямолинейном движении вблизи дифракционной решетки. Это было связано с особыми требованиями, которые предъявлялись к прицельному расстоянию и скорости движения заряженных частиц. Они оказывались такими, что наряду со слабым дифракционным излучением появлялось сравнительно мощное свечение разогретого электронным потоком металла решетки. Наличие в таком световом излучении *H*-поляризованной его части послужило достоверным доказательством существования дифракционного излучения. Последующие теоретические и экспериментальные исследования [2] полностью подтвердили тот факт, что если вблизи плоской дифракционной решетки перпендикулярно ее элементам движется неограниченный плоский электронный поток, то при определенных условиях возникает *H*-поляризованное дифракционное излучение.

Известно, что механизм дифракционного излучения является физической основой генераторов дифракционного излучения (ГДИ) [2] — одной из разновидностей лазеров на свободных электронах (ЛСЭ) [3]. Для ГДИ характерно наличие высокодобротного открытого резонатора (о.р.), на одном из зеркал которого, частично его покрывая, расположена дифракционная решетка и движущийся вблизи нее электронный поток. С помощью о.р. образуется обратная связь, селекция мод и вывод энергии ГДИ в нагрузку.

Многочисленные теоретические и экспериментальные исследования ГДИ-ЛСЭ ставили своей задачей анализ амплитудных и фазовых характеристик этого устройства [2]. Предполагалось, что поляризационные свойства электромагнитных полей, возникающих при движении электронного потока вблизи дифракционной решетки в ГДИ-ЛСЭ, соответствуют выработанным представлениям, характерным для идеализированных ситуаций, когда учитывается взаимодействие электронного потока с электрической компонентой с.в.ч. поля, перпендикулярной элементам решетки. Последнее и приводит к устоявшемуся мнению о том, что идущее в нагрузку излучение ГДИ-ЛСЭ имеет одну *H*-поляризованную часть.

В последнее время проведены тщательные исследования поляризованных свойств электромагнитных полей о.р., применяемых в ГДИ [4]. Оказывается, что утверждение о линейной *H*-поляризованной структуре излучения ГДИ справедливо