сти формфакторов. В то же время этот путь позволяет исследовать многие сложные явления типа *глубоко неупругих процессов* и даёт благодаря условиям унитарности и перекрёстной симметрии способы исследования связей между амплитудами и сечениями отд. процессов.

Т. о., исследование аналитич. свойств амплитуд, основанное на аксиоматическом S-матричном подходе с условиями причинности и предположениями о спектре масс (см. *Аксиоматическая квантовая теория поля*), позволяет получать, хотя и ограниченные, но важные точные результаты.

Лит.: Heisenberg W., Beobachtb. Grössen in der Theorie der Elementteilchen, «Z. Phys.», 1943, Bd 120, S. 513, 673; Новейшее развитие квантовой электродинамики, Сб. ст., под ред. Д. Д. Иваненко, М., 1954; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантованных полей, 4 изд., М., 1984; Боголюбов Н. Н., Медведев Б. В., Поливанов М. К., Вопросы теории дисперсионных соотношений, М., 1958; Померанчук И. Я., Равенство полных сечений взаимодействия нуклонов и антинуклонов при больших энергиях, «ЖЭТФ», 1958, т. 34, с. 725; Дирак П. А., М., Принципы квантовой механики, пер. с англ., 2 изд., М., 1979, гл. 8; Берестецкий В. Б., Динамические свойства элементарных частиц и теория матрицы рассеяния, «УФН», 1962, т. 76, с. 25; Новожилов Ю. В., Введение в теорию элементарных частиц, М., 1972; Логунов А. А., Мествиришвили М. А., Хрусталев О. А., Ограничения на поведение сечений упругих и неупругих процессов при высоких энергиях, «ЭЧАЯ», 1972, т. 3, с. 515; Боголюбов Н. Н., Владимиров В. С., Тавхелидзе А. Н., Об автомодельной асимптотике в квантовой теории поля, «ТМФ», 1972, т. 12, с. 305; Тодоров И. Т., Аксиоматический подход в квантовой теории поля, в кн.: Международная зимняя школа теоретической физики при ОИЯИ, Дубна, 1964; Медведев Б. В., Поливанов М. К., К аксиоматическому построению матрицы рассеяния, там же; Файнберг В. Я., Уравнения квантовой теории поля в аксиоматическом подходе, там же; Меркурьев С. П., Фаддеев Л. Д., Квантовая теория рассеяния для систем нескольких частиц, М., 1985.

Б. В. Медведев, М. К. Поливанов.

МАТРИЧНЫЕ МЕТОДЫ в оптике — использование матриц для описания поведения параксиальных (с малыми углами наклонов) световых пучков в оптич. системах с круговой симметрией, включающих элементы из однородной либо «линзоподобной» среды с плоскими или сферическими поверхностями. Преобразование поперечных координат x, y и углов наклона α_x, α_y лучей при прохождении через подобную систему описывается лучевой матрицей

$$M \equiv \begin{vmatrix} A & B \\ C & D \end{vmatrix},$$

элементы к-рой A, B, C, D однозначно связаны с такими характеристиками оптич. системы, как фокусное расстояние f и положение гл. плоскостей (в частности, $C = -1/f$).

Если координатам и углам наклона луча на входной плоскости оптич. системы придать индекс «1», а на выходной плоскости индекс «2», то преобразование луча запишется в виде

$$\begin{vmatrix} x_2 & y_2 \\ \alpha_{x2} & \alpha_{y2} \end{vmatrix} = M \begin{vmatrix} x_1 & y_1 \\ \alpha_{x1} & \alpha_{y1} \end{vmatrix}$$

или (1)

$$\begin{vmatrix} x_2 \\ \alpha_{x2} \end{vmatrix} = M \begin{vmatrix} x_1 \\ \alpha_{x1} \end{vmatrix}, \quad \begin{vmatrix} y_2 \\ \alpha_{y2} \end{vmatrix} = M \begin{vmatrix} y_1 \\ \alpha_{y1} \end{vmatrix}.$$

Входная и выходная плоскости всегда считаются расположенными в среде с показателем преломления $n = 1$ (при необходимости рассмотрения траекторий лучей внутри среды с $n \neq 1$ — в местах воображаемых её разрезов). Из (1) видно, что проекции траектории луча на две взаимно перпендикулярные осевые плоскости могут рассматриваться независимо друг от друга и единообразно.

Если имеется m оптич. систем, расположенных так, что выходная плоскость системы с матрицей M_1 совмещена со входной плоскостью системы, обладающей матрицей M_2 и т. д. вплоть до системы с матрицей M_m, то прохождению всей их совокупности соответствует матрица $M_m \times M_{m-1} \times \ldots \times M_2 \times M_1$. Это позволяет рассчитывать матрицы сложных оптич. систем, исходя из знания матриц входящих в них элементов.

Любая оптич. система указанного выше класса может быть разбита на простейшие элементы всего двух типов — тонкие линзы и участки однородной среды. Матрица тонкой линзы с фокусным расстоянием f имеет элементы $A = D = 1$, $B = 0$, $C = -1/f$; матрица участка длиной l однородной среды с показателем преломления n состоит из элементов $A = D = 1$, $C = 0$, $B = l/n$. Участок «линзоподобной» среды, т. е. среды, показатель преломления к-рой меняется как $n = n_0 + n_2(x^2 + y^2)$, может быть представлен в виде набора исчезающе тонких слоёв однородной среды, разделённых линзами. Матрица такого участка состоит из элементов $A = D = \mathrm{ch}(l\sqrt{2n_2/n_0})$, $B = \mathrm{sh}(l\sqrt{2n_2/n_0})/\sqrt{2n_0n_2}$, $C = 2n_0n_2B$ (l — длина участка).

Поскольку определители матриц простейших элементов равны единице, то у лучевых матриц любых оптич. систем $AD - BC = 1$.

$$M^{-1} = \begin{vmatrix} D & -B \\ -C & A \end{vmatrix}.$$

Если считать, что при движении назад по тому же лучу все его координаты остаются прежними, данная матрица описывает прохождение света через ту же систему в обратном направлении. Чаще, однако, заменяют знаки углов наклона на противоположные, тогда матрица прохождения системы в обратном направлении приобретает вид

$$\begin{vmatrix} D & B \\ C & A \end{vmatrix}.$$

Эти же самые матрицы используются и в скалярном приближении теории дифракции для нахождения ф-ции отклика системы (*Грина функции*). Поле при этом считается монохроматическим стационарным с комплексной амплитудой u, действит. часть к-рой равна $\mathrm{Re}[u\exp(-i\omega t)]$. Распределение амплитуды $u(x_2, y_2)$ на выходной плоскости системы при известном распределении $u(x_1, y_1)$ на входной и в отсутствие потерь света из-за наличия непросветлённых преломляющих поверхностей, диафрагм и т. п. находят по ф-ле

$$u(x_2, y_2) = \frac{1}{i\lambda B} \iint u(x_1, y_1) \exp(ikL_{12})\, dx_1 dy_1, \qquad (2)$$

$$L_{12} = L_0 + \frac{1}{2B}\Big[A(x_1^2 + y_1^2) + D(x_2^2 + y_2^2) - 2(x_1x_2 + y_1y_2)\Big]. \qquad (3)$$

Здесь λ — длина волны в вакууме ($n = 1$), $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, L_0 — измеренное вдоль оси оптич. расстояние между входной и выходной плоскостями системы, A, B, D — элементы её лучевой матрицы. Величина L_{12} представляет собой *эйконал* — оптич. расстояние между точками (x_1, y_1) на входной плоскости и (x_2, y_2) на выходной, измеренное вдоль проходящего через эти точки луча, распространяющегося по законам геом. оптики.

Если входная и выходная плоскости оптически сопряжены, то $B = 0$, тогда (2) заменяется соотношением

$$u(x_2, y_2) = D\exp\Big\{ik[L_0 + CD(x_2^2 + y_2^2)/2]\Big\} \cdot u(x_1, y_1)\Big|_{\substack{x_1 = Dx_2 \\ y_1 = Dy_2}};$$

в этом случае входное распределение поля воспроизводится на выходной плоскости с увеличением $1/D = A$, с изменением интенсивности и дополнит. фазовым множителем.

В качестве примера использования М. м. найдём распределение поля в фокальной плоскости линзы с фокусным расстоянием f по распределению $u(x_1, y_1)$ непосредственно перед линзой. Оптич. система, состоя-