

где e , m_e , ϵ — заряд, масса и энергия электронов соответственно, $B(z)$ — осевое распределение индукции магн. поля. Предмет и изображение в слабой линзе расположены вне поля, и её кардинальные элементы определяются так же, как в световой оптике (рис. 2, а). Для определения фокальных точек и главных плоскостей достаточно знать две траектории (т. е. 2 линейно независимых решения ур-ний (9) в ст. *Электронная и ионная оптика*). Эти траектории (главные лучи) входят в поле Э. л. параллельно оптич. оси — одна из пространства предметов, а другая и из пространства изображений — и пересекают ось z в точках фокусов F_0 и F_i . Касательные к лучам в точках фокусов и продолжения параллельных оси участков этих же лучей, пересекаясь, определяют координаты главных плоскостей H_i и H_0 . (В отличие от световой оптики, главные плоскости Э. л. расположены на оси в обратной последовательности.) Известное положение фокусов и главных плоскостей позволяет построить изображение. Построение изображения B предмета A проводится по методу Листинга с помощью двух главных лучей, состоящих из отрезков прямых, к-рые не везде совпадают с реальными лучами (рис. 2, а). Оба выходят из точки предмета A — один параллельно оси z (1), другой (2) — через точку фокуса F_0 . Луч 1 преломляется в главной плоскости H_i и далее идёт через фокус F_i ; луч 2 проходит через фокус F_0 , преломляется плоскостью H_0 и далее идёт параллельно оси z . Точка их

пересечения в пространстве изображений даёт сопряжённую точку B . Как и в световых линзах, для тонких линз выполняется ур-ние Ньютона $Z_0 Z_i = f_0 f_i$, где Z_0 и Z_i — расстояния от предмета и от изображения до соответствующих точек фокусов; f_0 и f_i — фокусные расстояния в пространстве предметов и изображений соответственно.

Аберрации магн. линзы зависят от её МДС и положения плоскости предметов относительно фокусирующего поля. В частности, сферическая и хроматическая аберрации уменьшаются, если МДС увеличивать и эту плоскость приближать к центру линзы, где индукция поля максимальна. Поэтому в целях уменьшения аберраций в электронной оптике чаще используют линзы с большой МДС, в к-рых предмет и изображение расположены в поле линзы.

Кривая распределения индукции поля $B(z)$ на оси z магн. линз имеет колоколообразную форму (рис. 2, б), причём наибольшая крутизна падения индукции поля по обе стороны от максимума наблюдается у линз, у к-рых отсутствует насыщение полюсов. С появлением насыщения меняется форма кривой $B(z)$, она становится более широкой и пологой, т. е. уменьшается крутизна боковых ветвей кривой. Для расчёта линз используют семейство аппроксимирующих полей $B(z) = B_m [1 + (z/a)^2]^{-\mu}$, крутизна падения боковых ветвей к-рых зависит от параметра μ . Здесь B_m — макс. индукция поля, a — параметр, связанный соотношением $a = d / \sqrt{2^{1/\mu} - 1}$ с полушириной d кривой распределения индукции поля. Полуширина d определяется следующим образом: $z = d$ при $B(z) = (1/2) B_m$. Др. аппроксимирующая ф-ция, к-рую тоже используют для ненасыщенных линз, $B(z) = B_m / \text{ch}(z/a)$ с полушириной $d = a \cdot \text{arch } 2$, убывает по экспоненте при больших z .

Аппроксимирующие ф-ции позволяют вычислить оптич. параметры линз. Их подставляют в параксиальные ур-ния траекторий электронов, вычисляют главные лучи и определяют кардинальные элементы линз. На рис. 2, в представлены главные лучи и построение изображений для предмета, находящегося в поле линзы: главный луч 1, касательная к к-рому в точке плоскости предмета $A(z = z_0)$ параллельна оси z , и луч 2, касательная к к-рому в сопряжённой точке изображения $B(z = z_i)$ параллельна той же оси. Главная плоскость H_i проходит через точку пересечения двух касательных к главному лучу 1 в сопряжённых точках предмета и изображения. Плоскость H_0 проходит через точку пересечения таких же касательных к лучу 2. Кардинальными элементами являются также точки мнимых фокусов F_0 и F_i , в к-рых с оптич. осью пересекаются касательные к лучам 2 и 1 в точках предмета и изображения соответственно. Построение изображения B предмета A производится, как и в случае 2а, с помощью касательных к реальным лучам, состоящих из отрезков прямых, исходящих из точек предмета. Один — параллельно оси z , другой проходит через точку фокуса F_0 (рис. 2, в). Такое построение остаётся в силе для любых координат предмета. В противном случае для каждого положения предмета необходимо заново находить кардинальные элементы.

Существует класс полей, в к-рых координаты кардинальных элементов не зависят от положения предмета, находящегося, как и его изображение, в пределах поля. В Э. л. с такими полями выполняется ур-ние Ньютона и поля этих линз наз. ньютоновыми. Из приведённых выше аппроксимирующих ф-ций к ньютоновым полям относится ф-ция простого колоколообразного поля при $\mu = 1$: $B(z) = B_m [1 + (z/d)^2]^{-1}$. С помощью этой ф-ции исследовано поведение сильных линз. В частности, показано, что в пределах одного поля может быть неск. фокусов и изображений при достаточно больших B_m и d и, следовательно, одно поле может работать как неск. линз. Его кардинальные элементы (рис. 2, б) определяются с помощью главных лучей 1 и 2, асимптоты к-рых параллельны оптич. оси. Главные плоскости H_0 и H_i проходят через точки пересечения асимптот и касательных к со-

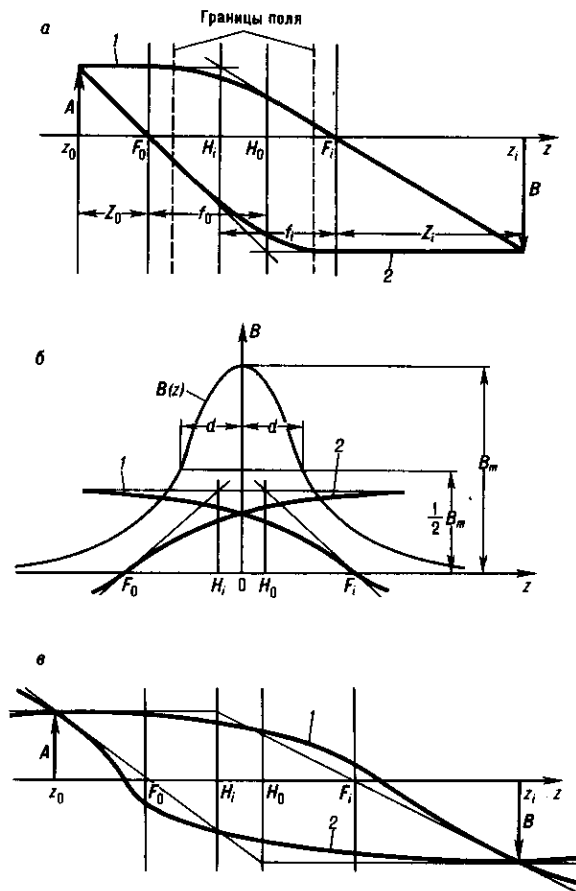


Рис. 2. Построение изображения B предмета A в фокусирующих полях электронных линз при помощи главных лучей 1 и 2 и кардинальных элементов — фокальных F_0 , F_i и главных H_0 , H_i плоскостей: а — предмет и изображение находятся вне поля линзы и выполняется условие $Z_0 Z_i = f_0 f_i$; б — предмет и изображение находятся в колоколообразном поле $B(z) = B_m [1 + (z/d)^2]^{-1}$, B_m — максимальная индукция поля, d — полуширина кривой распределения поля; в — предмет и изображение находятся в поле любой формы.